多分量地震技术

DUOFENLIANG DIZHEN JISHU

黄中玉 孙建库 朱仕军 胡一川 徐亦鸣 编著



石油工业出版社

责任编辑：马新福
封面设计：李　丹
责任校对：王　颜

ISBN 978-7-5021-6335-8

9 787502 163358 >

定价：22.00元

多分量地震技术

黄中玉　孙建库　朱仕军　胡一川　徐亦鸣　编著

石油工业出版社

内 容 提 要

本书系统地介绍了多分量地震勘探技术的弹性波动基本理论、纵波和横波波动方程以及方程的解，分类介绍了各向异性介质的基本特征、地震资料在各向异性介质中的表现与描述，对多波运动学和动力学的经典理论和最新研究成果进行充分的展示。

本书可供地球物理、地质和油藏工程专业的本科生和研究生学习，也可作为从事地震勘探和油气田开发的工程技术人员参考。

图书在版编目（CIP）数据

多分量地震技术／黄中玉，孙建库等编著．
北京：石油工业出版社，2007.12
ISBN 978-7-5021-6335-8

Ⅰ．多…
Ⅱ．①黄…②孙…
Ⅲ．地震反射波法－地震勘探
Ⅳ．P631.4

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2007）第 175351 号

出版发行：石油工业出版社
（北京安定门外安华里 2 区 1 号　100011）
网　址：www. petropub.com.cn
发行部：（010）64210392
经　销：全国新华书店
印　刷：石油工业出版社印刷厂

2007 年 12 月第 1 版　2007 年 12 月第 1 次印刷
787×1092 毫米　开本：1/16　印张：7.5
字数：192 千字　印数：1—600 册

定价：22.00 元
（如出现印装质量问题，我社发行部负责调换）

前　言

We have learn much, there remains much to learned, and in our opinion "the more C, the better!"

—**Jim Simmons and Milo Backus**

据预测，多分量勘探技术在21世纪将掀起一个地震勘探新浪潮，是自三维地震勘探技术以来的又一次技术革命。因此，编写此书的初衷是将多分量勘探技术的基本方法、原理、最重要的多分量勘探技术适用的勘探领域、所能解决地质问题的能力和潜质介绍给从事地球物理勘探、地质勘探和油藏工程的技术人员，从而能够系统的了解这项技术的特点和实际应用效果。

本书第一章和第二章针对弹性波动方程的建立、各类波动方程解、各向异性介质分类及弹性参数张量表达式、弹性参数与各向异性参数之间关系以及速度在各向异性介质中的表述与特征进行了简单的阐述。

第三章简要地给出地震能量分配关系的佐普瑞兹方程和斯奈尔定律。书中还介绍了一项新的研究成果，即各向异性介质中多波能量分配新的关系，在各向异性介质中，零偏移距仍然能够观测到转换波反射系数，使得转换波的零偏移距剖面有了物理意义。在本章中对多波振幅衰减机理和衰减特征进行有益的讨论，同一储层类型，不同波场的衰减特征不同；同一波场，不同储层类型，衰减特点也不同。而关于纵波和转换波分辨率的讨论从多波勘探的初期就是关注的焦点，为此我们从理论上进行纵波和转换波分辨率的比较，给出纵波和转换波分辨率随深度变化的规律。

基于转换波的多分量地震资料采集技术，对震源没有特殊的要求，可以采用常规纵波勘探的震源，关键是在三分量检波器的应用和观测系统设计。因此，第四章重点介绍多分量地震技术中三分量检波器和多分量资料采集的观测系统设计。

多分量资料成像技术是多分量勘探在油气田开发应用中的关键技术之一，正确合理的处理方法，能够获取地下储层准确的位置和构造形态，为后续岩性处理提供可靠的基础资料。由于转换波射线路径的一些特殊性，在第五章重点介绍一些改善多分量资料成像效果的关键性处理方法技术。

多分量勘探最重要的意义在于多分量资料提供了丰富的地震波运动学和动力学参数，而这些参数包含了地层岩性和油气信息。研究多波地震属性是岩性

和油气勘探与开发的重要手段，在第六章中将对纵横波速度比、振幅比、纵波和转换波 AVO 联合反演和反析、多波地震能量高频衰减以及地层裂缝检测技术进行方法解释和应用效果展示。

多分量资料的解释是最后体现多分量资料勘探效果的重要环节，在多分量资料解释中最困难的工作当属 PP 波和 PS 波同相轴的对比。第七章中介绍四种层位对比的解决方案。但由于两种波场的波阻抗存在差异，要完成同层位反射波组一一对应关系是不可能的，也没有必要。承认两者的差异，利用两者差异进行资料解释是多分量资料解释工作的主要研究内容。

第八章将从多分量地震资料在构造成像方面的特点、多分量地震属性在油气异常预测和储层描述方面的应用以及地层裂缝参数检测等方面，重点介绍多分量勘探技术在油气田开发中能够解决的地质和油气勘探的问题，探讨多分量勘探技术在寻找有利储层，发现油气聚集带等方面所具有的潜力。

本书融入笔者在该领域 20 多年来的研究心得和工作经验，结合多分量勘探最新的国内外研究成果，力图展现给读者一个全新的多分量勘探技术系列。

由于笔者的水平和能力有限以及研究和工作范围的局限性，书中不妥之处敬请读者批评指正。

目　录

绪　论

一、简史

在20世纪70年代末，当纵波勘探“亮点”技术遇到真假“亮点”识别问题时，利用横波振幅信息，可以甄别纵波剖面真假“亮点”，横波勘探技术应运而生。从20世纪70—80年代初，美国大陆石油公司和法国CGG公司就开始了横波勘探和转换波勘探的试验性工作，随后在全球范围内引发了多分量地震方法技术的研究和试验工作。这一阶段的研究主要注意力集中在横波勘探，横波资料的处理基本上可以采用射线路径对称的常规资料处理系统，而转换波勘探则处于如何从纵波转换出横波的质疑之中，加之转换波射线路径的不对称性，需要研制新的处理方法，因此转换波勘探技术的发展步伐缓慢。

在80年代初，由四川石油管理局地质调查处和地矿部南京石油物探研究所在国内率先开展了横波勘探和转换波勘探的试验性研究工作，首次在国内陆上探区获得横波和转换波的地震反射资料。在多年的研究探索中，感到横波勘探需要专门的横波震源，具有野外作业成本高、勘探深度相对较浅以及资料信噪比低等缺点。而采用纵波和转换横波（转换波）联合勘探的多分量技术，只要用纵波震源激发，在地面三分量检波器接收，就可以同时获得纵波和转换横波的资料。这种勘探技术具有采集成本低、转换波资料信噪比高、勘探深度深、信息量丰富等许多优点，因此，受到业内普遍关注，80年代后期多分量地震技术发展的重点无疑落在转换波勘探技术系列。目前国内外大多数采用以纵波激发，三分量检波器接收的三分量勘探技术系列，除一些特殊需要，增加两个不同方位的横波震源，共记录到九个分量的地震记录，按记录的方式可以称为多分量地震技术，按记录到的地震波场可称之为多波勘探技术。

90年代中后期至今，转换波资料的应用成功解决了许多纵波资料无法解决的地质问题，因此又迎来了多波多分量地震技术发展的一个新高潮。特别是当遇到气云模糊带或纵波阻抗差小的界面时，用转换波资料能够解决储层成像问题。多分量资料还可以用来估算岩石的泊松比，这是进行岩性勘探和直接寻找油气富集带最可行的勘探技术。特别是在寻找隐蔽性油气藏的勘探以及在寻找剩余油分布提高采收率的开发阶段，纵波和横波资料的速度、振幅和衰减等信息，对岩性识别、含油气异常预测等具有至关重要的作用。利用横波分裂的性质能够检测和描述地层裂缝发育，而这些裂缝发育的方位和密度参数，在油田

开发阶段具有特殊意义。因为裂缝对储层的孔隙度和渗透率有很大影响，在某些情况下，储层内部的裂缝可能支配着储量和运移机制，另外裂缝也可能是直接生产油气的储层，许多碳酸盐岩储层就是由裂缝形成的，它的油气储量和生产能力取决于裂缝的状态，即裂缝的密度和方位。横波—转换波资料在提供裂缝描述的解决方案中所产生的地球物理和经济利益，使得该方法在油藏管理中的作用得到增强。因此，近年来国外石油工业界将多分量地震技术归入油藏地球物理开发技术系列。

二、方法技术

目前多分量地震技术基本成熟，采集设备从过去单个纵波、横波模拟检波器发展到一体化的（三分量检波器组装在一起）模拟三分量检波器，目前已进入应用数字三分量检波器采集的时代，使三分量数据采集的矢量保真度、轴间交叉信号阻断度大大提高，数字检波器具有频带宽的响应，在记录系统中实现宽频带的三分量数据采集，比过去多分量资料采集有一个明显的质的提高。转换波的反射系数、波长变化以及品质因子与纵波不同，针对这些特点，研究多分量采集技术，适当进行差异补偿，综合考虑多波资料采集因素，使采集观测系统设计方案更加合理，表明多分量地震技术比过去明显进步。多分量资料中，转换波资料的处理不同于常规纵波，存在一些特殊的问题需要进行专项研究。转换波的静校正量的问题，由于横波速度低而产生的大静校正量和浅层横波速度求取问题。采用分解炮点和检波点静校正量，对炮点进行纵波的静校正，检波点进行横波静校正，来完成转换波的静校正处理。横波浅层速度可采用折射横波资料的速度反演方法、面波速度反演方法、横波小折射或横波微测井方法获得。再加上剩余静校正，从而给出转换波静校正的解决方案。对于低信噪比的转换波资料，应用叠前、叠后的随机噪声和相干噪声的去噪方法，能够明显改善资料的信噪比。转换波射线路径不对称性是转换波资料处理的核心问题。基于各向同性和 VTI（具有垂直对称轴的横向各向同性）介质，建立了转换波传播理论，在此基础上研究开发了一系列的成像处理方法，实现转换波的共转换点道集、速度分析、各向异性参数提取、动校正、倾角校正以及转换波叠前偏移的处理。目前就转换波的成像处理而言，已经形成了相对完整的资料处理技术系列。

多分量地震资料的层位标定和对比是这项技术广泛关注的问题，从转换波或横波勘探技术一面市就涉及这个问题。就同层位波组对比的问题，依靠两种资料剖面的相似性（构造形态、波组关系），可以进行大致的层位对比，更准确的标定和层位对比有三个层次的解决方案。其一，在测线上需要过井资料的纵、横波速度资料，利用生成合成记录的方法，进行纵波和转换波剖

面的层位标定和对比或是利用测线上过井的垂直地震剖面（VSP）的多分量资料，进行层位标定和对比。其二，在深度域进行两种剖面的层位标定和对比。这两种方法可以实现主要层位或大层之间的对比，在进行目的层的研究中具有实用性。其三，应用不同算法的层位自动对比方法，这些算法借助于图像识别技术，实现纵波和转换波剖面之间点对点的对应关系，从对比的过程中，得到分辨率高的纵、横波速度比剖面，这是未来层位对比和标定的发展方向。一旦层位标定和对比问题解决后，纵波和转换波的速度比、振幅比等参数计算就可以在两种剖面上进行。纵波和转换波的联合反演技术、振幅随偏移距变化（AVO）分析技术，是基于叠前或部分叠加的纵波和转换波资料，因此属性计算的精度和可靠性高于叠后资料，是未来研究发展的方向。利用横波分裂的特点，从水平两分量资料中可以进行地层裂缝发育检测，提取裂缝发育的主方向和裂缝密度参数。

目前多分量地震技术还在深入研究，是当今地球物理勘探方法研究最活跃的前沿技术之一。

三、应用

多分量地震资料在构造勘探上具有互补性，由于地震波的频率受激发源频率的控制，PS 波的频率一开始和 PP 波频率相同，而 S 波的速度又比 P 波速度低，所以对浅层界面，PS 波的纵向分辨率高于 PP 波资料是不争的事实。转换波资料在分辨埋深较浅的小断层、小幅度构造方面强于纵波资料。在纵波弱反射的界面，转换波可能是强反射，特别是在含油气的储层，由于储层含流体，使纵波速度降低，在储层界面上形成弱波阻抗差，而转换波中的横波速度不受储层所含流体的影响，故在储层界面上依然存在界面本身的波阻抗差，用多分量资料可以得到储层的详细构造成像。在气云富集带，当纵波穿过气云时，纵波能量受到散射和吸收影响，无法对深层的反射界面进行清晰地储层构造成像，而横波速度变化很小，频散最小，因此，采用转换波勘探技术，解决气云造成的纵波成像模糊带问题成为海上油气勘探和开发的重要手段。这种对气云下模糊带成像勘探效果已经有大量资料获得证实。在一些地区转换波资料能够提供更详细的构造几何形态、内部变形特点，显示出更好的储层构造的成像。单独使用纵波速度或横波速度，无法对岩性进行清晰的划分，将两种波的速度比和纵波速度作成交汇图，可以明确的划分出砂岩、泥岩和碳酸盐岩。利用转换波的振幅属性，可以进行砂体分布范围的圈定。在含气砂岩中，多分量振幅比、泊松比有异常显示，是寻找油气富集区的重要依据。多分量还可以用于流体识别。在纵波剖面上出现的平点有时不代表一个油水界面，也可能是由于薄层调谐作用使纵波剖面上表现出平点特征。借助于转换波的资料，能够区分出平点

是构造所致还是流体作用的结果。多分量联合反演得到密度参数与砂岩含气有密切的联系。根据快、慢横波旅行时差和快波的偏振方向，得到裂缝发育的密度和方位信息。裂缝方位图和密度图能清晰地分辨出几个分布区块和断层走向。裂缝密度与裂缝型油气藏类型有关，重要的是要知道这个参数不是储层的物理性质，而是复杂裂缝油气藏开发中对油藏的认识程度。这与增加产量的成本有直接关系，对裂缝油气藏缺少大范围的地质和岩石物性的知识，将导致开发成本的提高。

在进行多分量地震勘探之前，对探区内的地质和地震条件进行分析是十分必要的。对探区内希望要解决的地质和地球物理问题要明确，分析利用多分量勘探的特点和技术优势是否能够解决探区内所存在的问题。只有目标和解决问题的工具匹配了，才能取得预期的地质效果。表 1 给出 2000SEG/EAGE 夏季研讨会上关于多分量地震技术在解决地质—地球物理问题的评估结果。由此可见多分量地震技术的应用效果和发展前景。

表 1　多分量地震技术评估

地质—地球物理问题	证实（%）	可行性（%）	不可能（%）	弃权（%）
气云下成像	100			
PP 波反射系数弱的目标成像	86	14		
岩性描述：碎屑岩	56	44		
增加浅层分辨率（小于 1000m）	56	50	4	
裂缝描述（方向和密度）	46	54		
流体识别	33	67		
浅层气检测	17	83		
断层成像	15	85		
盐下成像	14	85	1	
密度估算	12	88		
孔隙压力预测	8	92		
应力描述	8	91	1	
油藏监测	4	96		
浅流体检测		100		
岩性描述：碳酸盐岩、蒸发岩	100			
基岩下成像		97	3	
白垩岩下成像		97	3	

续表

地质—地球物理问题	证实（%）	可行性（%）	不可能（%）	弃权（%）
提高深层分辨率（大于1000m）		90	10	
水合物		89		11
复杂介质成像（逆掩断层）		80		20
地层硬度（钻井危害）		64	4	32
渗透率估算		55	20	25
煤层气	4	48		48

注：证实——表明由实际资料验证，可行性——指理论成立且理论记录验证，不可能——指理论不成立，弃权——表示对该领域不了解。

第一章　弹性波基础理论

在声波波动方程的基础上，地震勘探建立了一套完整的勘探体系，这就是地震勘探目前广泛采用的纵波勘探技术系列。随着人们对地震资料认识的不断深入，出现很多声波方程不能解释的地质现象和问题，使得介质的弹性和各向异性问题在勘探实践中逐渐显现。而应用弹性波波动方程和各向异性介质的理论，就可以研究复杂介质中地震波的传播规律，为多分量勘探技术发展奠定理论基础。

第一节　弹性波理论

在通常情况下，地震波可以抽象作为弹性波来研究。弹性力学理论指出，任何一种固体，当它受到外力作用后，固体的质点就会产生体积大小和形状的变化。由此，引出应力和应变两个概念。

一、应力张量

应力是当弹性体在外力作用下发生形变时，弹性体阻止形变的内应力，用单位面积上的力表示应力 σ_{ij}。应力是一个二阶张量，称为应力张量。根据力的分解定理，可以把任意方向的应力分解为正应力和切应力两个部分。在直角坐标系（x，y，z）的六面体内，描述一个点的应力分量，可以有九个应力分量，由于应力张量的对称性 $\sigma_{ij}=\sigma_{ji}$，因此应力张量中独立的分量只有六个，即正应力分量

$$\left.\begin{array}{l}\sigma_{xx}\\ \sigma_{yy}\\ \sigma_{zz}\end{array}\right\} \tag{1-1}$$

和切应力分量

$$\left.\begin{array}{l}\sigma_{xy}=\sigma_{yx}\\ \sigma_{xz}=\sigma_{zx}\\ \sigma_{yz}=\sigma_{zy}\end{array}\right\} \tag{1-2}$$

应力分量 σ_{ij} 的第一个下标 i 表示应力作用方向，第二个下标 j 表示应力作用在垂直 j 轴的平面。

二、应变张量

弹性体受力作用后将产生体积和形状的变化，这种变化称为应变。发生体积变化的称之为体积形变；发生形状变化的称之为形状形变。应变使质点发生位移，用 $\vec{u}=\vec{u}(u,v,w)$ 表示，u，v，w 分别表示在 x，y，z 方向上的位移分量。在形变很小，即位移梯度远小于 1 的情况下，位移向量 $\vec{u}$ 与应变 e_{ij} 满足下列关系

$$\left.\begin{aligned} e_{xx}&=\frac{\partial u}{\partial x}\\ e_{yy}&=\frac{\partial v}{\partial y}\\ e_{zz}&=\frac{\partial w}{\partial z}\end{aligned}\right\} \tag{1-3}$$

$$\left.\begin{aligned} e_{xy}=e_{yx}&=\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\\ e_{zx}=e_{xz}&=\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\\ e_{yz}=e_{zy}&=\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{1-4}$$

式中，e_{ij} 为二阶应变张量。式 (1−3) 表示正应变分量，式 (1−4) 表示切应变分量，应变分量也具有对称性。

用体应变系数 θ 描述体积相对变化（膨胀或压缩）

$$\theta=e_{xx}+e_{yy}+e_{zz}=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=\mathrm{div}\vec{u}=\nabla\cdot\vec{u} \tag{1-5}$$

式中，∇ 为哈密顿算子，也称散度算子（div）。

$$\nabla=\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial z}$$

体应变系数 θ 恰好是位移向量 $\vec{u}$ 的散度。

三、广义 Hooke 定律

应力和应变的关系由广义 Hooke（虎克）定律确定，在弹性限度内，应力

和应变成正比，满足以下关系

$$\sigma_{ij} = \bar{c}_{ijkl} e_{kl} \tag{1-6}$$

式中，$\bar{c}_{ijkl}$ 为四阶张量，共有 81 个分量，由介质弹性性质决定。由于应力张量和应变张量都具有对称性，即 $\sigma_{ij}=\sigma_{ji}$，$e_{kl}=e_{lk}$，因此 i , j 的次序可交换，k，l 的次序也可以交换，即 $\bar{C}_{ijkl}=\bar{C}_{jikl}=\bar{C}_{ijlk}$。这样 81 个分量的弹性系数中真正独立分量只有 36 个，将 36 个分量的弹性系数重新排列为 C_{ij}（i，j=1，…，6），再由弹性体内应力与应变的关系，有 $C_{ij}=C_{ji}$，上述 36 个分量的弹性系数矩阵是一个对称阵，弹性常数的独立分量可以减少到 21 个。即可写成

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ & & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ & & & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ & & & & c_{55} & c_{56} \\ & & & & \cdot & c_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{xx} \\ e_{yy} \\ e_{zz} \\ e_{yz} \\ e_{xz} \\ e_{xy} \end{bmatrix} \tag{1-7}$$

当研究的弹性体是各向同性介质时，勒夫进一步证明这些系数可以减少到两个，表示为拉梅常数 λ 和 μ。这时

$$\left.\begin{aligned} & c_{12} = c_{13} = c_{21} = c_{23} = c_{31} = c_{32} = \lambda \\ & c_{44} = c_{55} = c_{66} = \mu \\ & c_{11} = c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu \end{aligned}\right\} \tag{1-8}$$

其余的 24 个系数都等于零。这样应力与应变的关系就可以写为

$$\left.\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \lambda\theta + 2\mu e_{xx} \\ \sigma_{yy} &= \lambda\theta + 2\mu e_{yy} \\ \sigma_{zz} &= \lambda\theta + 2\mu e_{zz} \\ \sigma_{yz} &= \mu e_{yz} \\ \sigma_{zx} &= \mu e_{zx} \\ \sigma_{xy} &= \mu e_{xy} \end{aligned}\right\} \tag{1-9}$$

方程组 (1-9) 建立起 6 个应力与 6 个应变之间的关系式，它们之间的系数是由各向同性弹性体性质的拉梅常数 λ，μ 和体应变系数 θ 所确定。

第二节　弹性波动方程

在外力 $\bar{F}=\bar{F}(f_x,f_y,f_z)$ 作用下，弹性介质发生微小变形，根据牛顿第二定律，介质中的每一点应力满足的运动方程为

$$\left.\begin{aligned}\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}&=\frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial z}+\rho f_x\\\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}&=\frac{\partial\sigma_{yx}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{yz}}{\partial z}+\rho f_y\\\rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}&=\frac{\partial\sigma_{zx}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{zy}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z}+\rho f_z\end{aligned}\right\}\tag{1-10}$$

将式 (1−5) 和式 (1−9) 带入式 (1−10)，得到均匀各向同性完全弹性介质中波的运动方程：

$$\left.\begin{aligned}\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}&=(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\nabla^2 u+\rho f_x\\\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}&=(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial y}+\mu\nabla^2 v+\rho f_y\\\rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}&=(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial z}+\mu\nabla^2 w+\rho f_z\end{aligned}\right\}\tag{1-11}$$

式中，∇^2为拉普拉斯算子。

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

将式 (1−11) 重写成矢量形式

$$\rho\frac{\partial^2\bar{u}}{\partial t^2}=(\lambda+\mu)grad\theta+\mu\nabla^2\bar{u}+\rho\bar{F}=(\lambda+\mu)grad\nabla\bar{u}+\mu\nabla^2\bar{u}+\rho\bar{F}\tag{1-12}$$

式 (1−12) 被称为 Navier 方程，它包含（x，y，z）三个方向的位移分量（u，v，w），是多波地震波动理论的基本公式。在适当的定解条件下，求解此方程就得弹性体内相应的位移场，原则上讲对多波资料的正、反演问题均可通过求解该方程实现。

第三节　纵波和横波波动方程

弹性波动方程中位移 $\vec{u} = \vec{u}(u, v, w)$ 是矢量，在不同性质的外力作用下，它所描述的变形包括体变和形变两个部分。其中膨胀力仅产生体变，而旋转力产生形变。应用场论分析中的散度和旋度算子，就可以对 Navier 方程进行分离，把问题化为求解体变系数、旋转向量、位移位的无旋部分及等体积部分所满足的波动方程。

一、胀缩波位移位和等体积波位移位波动方程

根据 Helmhaltz 定理，任一矢量 $\vec{u}$，若其散度和旋度有意义，则该矢量场可分解为一个无旋部分 $\vec{u}_p$ 和一个有旋部分 $\vec{u}_s$ 之和，即

$$\vec{u} = \vec{u}_p + \vec{u}_s \tag{1-13}$$

并且总可以找到一个标量位 φ 和矢量位 $\vec{\psi}$ 使下式成立

$$\vec{u} = \mathrm{grad}\varphi + \mathrm{rot}\vec{\psi} = \nabla\varphi + \nabla\times\vec{\psi} \tag{1-14}$$

式中，ϕ 为 $\vec{u}_p$ 的标量位，$\vec{\psi}$ 为 $\vec{u}_s$ 的矢量位。把 ϕ 及 $\vec{\psi}$ 统称为位移的拉梅位。

当外力 $\vec{F}$ 为零时，由 $\nabla^2\vec{u} = \nabla(\nabla\cdot\vec{u}) - \nabla\times(\nabla\times\vec{u})$，矢量位移弹性波方程也可以写成

$$(\lambda+2\mu)\nabla(\nabla\cdot\vec{u}) - \mu\nabla\times(\nabla\times\vec{u}) - \rho\frac{\partial^2\vec{u}}{\partial t^2} = 0 \tag{1-15}$$

将式 (1−14) 带入式 (1−15)，且由于

$$\nabla\cdot(\nabla\times\vec{\psi}) \equiv 0 \quad 及 \quad \nabla\times(\nabla\varphi) \equiv 0$$

则有

$$(\lambda+2\mu)\nabla\left\{\nabla^2\varphi - \frac{\rho}{\lambda+2\mu}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\right\} - \mu\nabla\times\left\{\nabla\times\nabla\times\vec{\psi} + \frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2}\right\} = 0 \tag{1-16}$$

要使式 (1−16) 成立的充分条件为

$$\nabla^2\varphi - \frac{\rho}{\lambda+2\mu}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \tag{1-17}$$

或

$$\left.\begin{aligned}\nabla\times\nabla\times\vec{\psi}+\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2}=0\\\nabla^2\vec{\psi}-\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2}=0\end{aligned}\right\}\tag{1-18}$$

二、标量波动方程的解——P 波

式 (1−17) 为胀缩波位移位标量波动方程，当仅考虑一维情况时，即 $\vec{u}_p=\vec{u}_p(x,t)=\nabla\varphi(x,t)$，则用达朗贝尔求得式 (1−17) 的一个解为

$$\varphi=\varphi(x-V_p)\tag{1-19}$$

式中，$V_p=\sqrt{\dfrac{\lambda+2\mu}{\rho}}$。

由于

$$\begin{aligned}\vec{u}_p&=u\vec{i}+v\vec{j}+w\vec{k}=\nabla\varphi(x,t)\\&=\frac{\partial\varphi(x,t)}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial\varphi(x,t)}{\partial y}\vec{j}+\frac{\partial\varphi(x,t)}{\partial z}\vec{k}\end{aligned}\tag{1-20}$$

则有

$$\left.\begin{aligned}u&=\frac{\partial\varphi(x,t)}{\partial x}\\v&=w=0\end{aligned}\right\}\tag{1-21}$$

$$\vec{u}_p=\frac{\partial\varphi(x,t)}{\partial x}\vec{i}\tag{1-22}$$

公式表明，当胀缩波沿 x 方向传播时，位移只在 x 方向有分量，而在 y，z 方向的分量为零。因此，该波的质点振动方向与波的传播方向一致，称为纵波或 P（Pressure）波，V_p 为 P 波传播速度，式 (1−17) 也称为 P 波波动方程。

三、矢量波动方程的解——S 波

式 (1−18) 为等体积波位移位矢量波动方程，当波沿着 x 方向传播时，$\vec{u}_s=\vec{u}_s(x,t)=\nabla\times\vec{\psi}(x,t)$，矢量波动方程的一维平面波的解为

$$\bar{\psi}=\bar{\psi}(x-V_s t) \tag{1-23}$$

式中，$V_s=\sqrt{\mu/\rho}$，由于

$$\left.\begin{aligned}&\bar{\psi}=\psi_x\bar{i}+\psi_y\bar{j}+\psi_z\bar{k}\\&\bar{u}_s=u\bar{i}+v\bar{j}+w\bar{k}=\nabla\times\bar{\psi}\end{aligned}\right\} \tag{1-24}$$

则有

$$\left.\begin{aligned}&u=0\\&v=-\psi_z'(x-V_s t)\\&w=\psi_y'(x-V_s t)\end{aligned}\right\} \tag{1-25}$$

$$\bar{u}_s=-\frac{\partial\psi_z}{\partial x}\bar{j}+\frac{\partial\psi_y}{\partial x}\bar{k} \tag{1-26}$$

由公式可见，等体积位移波沿 x 方向传播时，质点振动方向只发生在 yoz 平面上，即波的传播方向与质点振动方向垂直，所以称为横波或称 S（Shear）波、剪切波，V_s 为横波传播速度。

四、独立的剪切波分量——SH 和 SV 波标量波动方程

由于式 (1−18) 的解包含 y，z 两个相互垂直方向的质点位移方向，所以仍是一个矢量方程。如果单独考虑 y，z 方向的质点振动分量，则把沿 z 轴方向振动的 S 波分量称为垂直偏振的剪切波，简称 SV 波；沿 y 轴振动的 S 波分量称为水平偏振剪切波，简称 SH 波。这样可将 S 波矢量方程分解为两个单分量标量方程。

由于 $\bar{\psi}=\psi_y\bar{j}+\psi_z\bar{k}$，$\psi_y$ 及 ψ_z 分别为 y 方向和 z 方向的分量，按照式 (1−18) 的证明思路可得 ψ_y 和 ψ_z 所满足的波动方程

$$\nabla^2\psi_y-\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\psi_y}{\partial t^2}=0 \tag{1-27}$$

$$\nabla^2\psi_z-\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\psi_z}{\partial t^2}=0 \tag{1-28}$$

式 (1−27) 和式（1−28）分别为 SH 波和 SV 波的标量波动方程。

从上述推导过程可以看出，弹性波能够分解为三个相互垂直的分量，它们分别是 P 波、SH 波和 SV 波。对于地震波的震源也存在三个方向的分量，因此多分量勘探的资料最多可以由 9 个分量（3×3）组成。在多波地震勘探中，可以对多分量地震资料按弹性波方程进行处理，也可以对各分量单独按标量方程进行处理。弹性波方程对应着 x，y，z 三分量记录（矢量）；纵波方程对应 z 分量记录（标量）；横波方程对应 x，y 分量记录（矢量）；单独处理 x 分量（标量）相当于 SV 波处理；单独处理 y 分量（标量）相当于 SH 波处理。

目前使用较多的多波资料主要由三个分量组成，即由 P 波震源激发，地面三分量检波器（x，y，z）接收的 P—P(或 PP) 波、P—SV(或 PSV) 波和 P—SH(或 PSH) 波的多波资料，第一个波场表示下行的入射波场，第二个波场表示上行的反射波场。PSV 波或 PS 波被称为转换波（Converted−wave），有时也用 C 波表示，PSH 波是 SV 波分裂出来的波。本书主要应用这些多波的基础资料进行多分量勘探技术、方法原理的介绍和实际资料的应用。

第二章　各向异性理论

地下介质并非完全弹性介质，实际上地下介质广泛存在各向异性。当介质为各向异性时，介质的弹性参数将发生变化。独立的弹性参数个数也发生改变。Crampin（1981，1989）根据各向异性对称性，把各向异性分为八类并给出对应的独立弹性参数的个数，如表 2–1 所示。

表 2–1　各向异性分类

对称类型	三斜对称	单斜对称	正交对称	三方对称	四方对称	六边形	立方对称	各向同性
参数个数	21	13	9	6/7	6/7	5	3	2

各向同性是各向异性的一个特例，目前有地质意义的研究较为普遍的各向异性类型是六边形对称和正交对称两大类。

第一节　横向各向同性介质

六边形对称介质是目前研究最为广泛的介质，现在通常研究的横向各向同性（Transverse Isotropy，即 TI）介质就属于此类介质。按照对称轴与地面的关系，可将 TI 介质分为三类。

一、VTI 介质

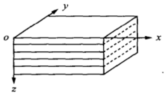


图 2–1　VTI 介质，对称轴为 z 轴

第一类是具有垂直对称轴的横向各向同性（Transverse Isotropy with a Vertical axis of symmetry，即 VTI）介质（图 2–1）。周期性薄互层（Periodic Thin Layers，即 PTL）介质（图 2–2）就具有此类介质的各向异性特征。这种六边形对称介质的独立弹性参数只有 5 个，即 C_{11}，C_{13}，C_{33}，C_{44}，C_{66}，因此 VTI 介质的弹性张量为

$$C_{\mathrm{VTI}}=\begin{bmatrix} c_{11} & c_{11}-2c_{66} & c_{13} & & & \\ c_{11}-2c_{66} & c_{11} & c_{13} & & & \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & & & \\ & & & c_{44} & & \\ & & & & c_{44} & \\ & & & & & c_{66} \end{bmatrix} \tag{2-1}$$

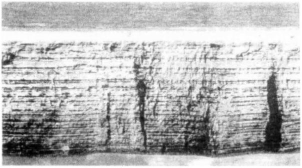


图 2-2　周期性薄互层（PTL）介质

这类介质也称为极化各向异性介质，在极化各向异性介质中传播的多波资料（无论是 PP 波、SS 波、PS 波），其旅行时已经不满足基于各向同性介质导出的双曲线型的时距曲线公式，因此，在资料的处理中要重新建立时距曲线公式，增加描述这类介质的参数，以修正常规双曲线时距公式所产生的误差。

二、HTI 介质

第二类是具有水平对称轴的横向各向同性（Transverse Isotropy with a Horizontal axis of symmetry，即 HTI）介质，如图 2-3 所示。垂直裂缝（Extensive Dilatancy Anisotropy，即 EDA）介质（图 2-4）就具有此类介质的各向异性特征。同样，这种六边形对称介质的独立弹性参数只有 5 个，即 C_{11}，C_{12}，C_{22}，C_{44}，C_{55}，

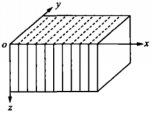


图 2-3　HTI 介质，对称轴为 x 轴

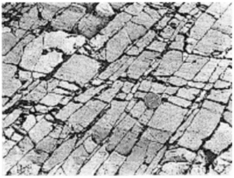


图 2-4　垂直裂缝（EDA）介质（Roberts,1989）

因此组成 HTI 介质的弹性张量就可以表示为

$$
C_{\mathrm{HVI}}=\begin{bmatrix}
c_{11} & c_{12} & c_{11}-2c_{55} & & & \\
c_{12} & c_{22} & c_{12} & & & \\
c_{11}-2c_{55} & c_{12} & c_{11} & & & \\
 & & & c_{44} & & \\
 & & & & c_{55} & \\
 & & & & & c_{44}
\end{bmatrix} \tag{2-2}
$$

这类介质也称为方位各向异性介质。众所周知，裂缝对于油气而言，既是良好的储存空间，又是重要的运移通道。因此，在地震勘探中，检测到裂缝的发育区域、裂缝的主方位以及裂缝密度参数十分重要。裂缝的这些参数对油田开发的钻井位置部署、井轨迹设计等具有重要的参考作用，它们的存在能够降低钻井风险，提高油气的采收率。

三、TTI 介质

第三类是具有倾斜对称轴的横向各向同性（Transverse Isotropy with a Tilted axis of symmetry，即 TTI）介质，倾斜裂缝属于此类介质。目前涉及 TTI 介质研究的方法不多，但这种介质在实际地质体中广泛存在，对 TTI 介质的研究将逐渐引起重视。

第二节　正交对称各向异性介质

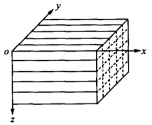


图 2–5　正交对称各向异性介质

这是一种 VTI 介质和 HTI 介质组合的正交对称的各向异性介质，如图 2–5 所示。正交对称各向异性介质的独立弹性参数有 9 个，即 C_{11}，C_{12}，C_{13}，C_{22}，C_{23}，C_{33}，C_{44}，C_{55}，C_{66}，因此正交对称各向异性介质的弹性张量为

用不同类型各向异性介质的弹性张量建立起应力与应变的本构方程，类似各向同性介质弹性波方程的推导过程，可以得到不同类型各向异性介质的弹性波方程表达式。

$$
\boldsymbol{C}=\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & & & \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & & & \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & & & \\ & & & c_{44} & & \\ & & & & c_{55} & \\ & & & & & c_{66} \end{bmatrix} \tag{2-3}
$$

第三节　弹性参数与 Thomsen 各向异性参数关系

Thomsen（1986）定义了弱各向异性介质（即各向异性参数远小于 1）著名的 Thomsen 各向异性参数 ε 、γ 和 δ 。这三个参数分别描述了 P 波、SH 波及 PSV 波在弱各向异性介质中速度变化规律。Tsvankin 和 Thomsen（1994）给出 Thomsen 各向异性参数与弹性参数—速度关系的表达式（在 yz 坐标平面内，对称轴为 x 的情况下）。

$$
\varepsilon=\frac{c_{11}-c_{33}}{2c_{33}}=\frac{V_{\mathrm{P}}^{2}(90)-V_{\mathrm{P}}^{2}(0)}{2V_{\mathrm{P}}^{2}(0)} \tag{2-4}
$$

$$
\gamma=\frac{c_{66}-c_{44}}{2c_{44}}=\frac{V_{\mathrm{SH}}^{2}(90)-V_{\mathrm{SH}}^{2}(0)}{V_{\mathrm{SH}}^{2}(0)} \tag{2-5}
$$

$$
\delta=\frac{(c_{13}+c_{44})^{2}-(c_{33}-c_{44})^{2}}{2c_{33}(c_{33}-c_{44})} \tag{2-6}
$$

式中，V_{P}（0）表示 P 波垂直速度，V_{P}（90）表示 P 波水平速度，ε 表现出 P 波两个方向上的速度差异。V_{SH}（0）和 V_{SH}（90）分别表示 SH 波的垂直速度和水平速度。γ 的定义也很明确。δ 参数影响 P 波和 SV 波速度，特别是近似垂直入射的 P 波速度。虽然为弱各向异性介质引入了 ε 、γ 和 δ 参数，但这些参数也适用于任意强度的横向各向同性介质的正常时差分析。

为了利用地震资料的时距公式研究各向异性参数，Thomsen 和 Tsvankin 引入另外两个各向异性参数 σ 和 η ，它们与 Thomsen 参数之间满足下列关系

$$
\left.\begin{aligned}
\eta &= \frac{\varepsilon - \delta}{1 + 2\delta} \\
\sigma &= \left(\frac{V_{\mathrm{P0}}}{V_{\mathrm{S0}}}\right)^2 (\varepsilon - \delta)
\end{aligned}\right\} \tag{2-7}
$$

式中，σ 和 η 分别为横波和纵波各向异性参数。由此可以导出纵波、横波的动校速度（V_{NMO}）与垂直速度（V_0）之间存在下列关系

$$
\left.\begin{aligned}
V_{\mathrm{NMO}}(P) &= V_{\mathrm{P0}}\sqrt{1+2\delta} \\
V_{\mathrm{NMO}}(S) &= V_{\mathrm{S0}}\sqrt{1+2\sigma}
\end{aligned}\right\} \tag{2-8}
$$

在上述论述中，由弹性参数定义的各向异性参数，转变为用纵、横波速度和少数各向异性参数对各向异性介质进行表述，为我们利用地震资料反演各向异性参数做好理论准备。

第四节　各向异性介质中地震波的速度

从 20 世纪 60 年代在实验室研究发现，某些类型的岩石在纵波和横波速度上表现出方向性。地震各向异性的定义就是地震波速度随方位角的变化。

各向异性介质中波的传播速度具有三个重要特点。其一，在各向异性介质中，地震波相速度（波前传播速度）的传播方向与群速度（能量的传播速度）的传播方向不同，相速度以相角（波矢量与垂向间的交角）方向传播，群速度以群角（射线方向与垂向间的交角）方向传播，而各向同性介质的相速度和群速度的传播方向相同；其二，在各向异性介质中，地震波相速度的大小与群速度的大小不同，而各向同性介质相速度和群速度的大小相同；其三，在各向异性介质中，波的相速度 / 群速度与传播方向有关，而各向同性介质波的相速度 / 群速度与传播方向无关。

在各向异性介质中，需要重新考虑描述地震波传播的规律。在 TI 介质中，波的相速度公式为

$$
\left.\begin{aligned}
V_{\mathrm{P}}^2(\theta) &= V_{\mathrm{P0}}^2(1+\varepsilon\sin^2\theta + D^*(\theta)) \\
V_{\mathrm{SV}}^2(\theta) &= V_{\mathrm{S0}}^2\Big(1+\frac{V_{\mathrm{P0}}^2}{V_{\mathrm{S0}}^2}\varepsilon\sin^2\theta - \frac{V_{\mathrm{P0}}^2}{V_{\mathrm{S0}}^2}D^*(\theta)\Big) \\
V_{\mathrm{SH}}^2(\theta) &= V_{\mathrm{S0}}^2(1+2\gamma\varepsilon\sin^2\theta)
\end{aligned}\right\} \tag{2-9}
$$

其中

$$
D^*(\theta) = \frac{1}{2}\Big(1-\frac{V_{\mathrm{S0}}^2}{V_{\mathrm{P0}}^2}\Big)\left\{\left[1+\frac{4\delta^*}{\Big(1-\frac{V_{\mathrm{S0}}^2}{V_{\mathrm{P0}}^2}\Big)}\sin^2\theta\cos^2\theta + \frac{4\varepsilon\left(1-\frac{V_{\mathrm{S0}}^2}{V_{\mathrm{P0}}^2}+\varepsilon\right)}{\left(1-\frac{V_{\mathrm{S0}}^2}{V_{\mathrm{P0}}^2}\right)}\sin^4\theta\right]^{\frac{1}{2}} - 1\right\} \tag{2-10}
$$

式中，θ 为相角，上式表明无论什么波场，其速度都是 ε ，γ ，δ ，V_{P0} 和 V_{S0} 的函数。相速度与群速度、相角与群角的关系如图 2−6 所示。对于多波场（P、SV、SH），群角 ϕ 和群速度（v）可以通过相角 θ 和相速度（V）对相角的微分求取

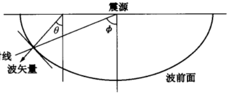


图 2−6　相角（波前角）与群角（射线角）关系示意图

$$
\tan(\phi(\theta)) = \frac{\Big(V\sin\theta + \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\theta}\cos\theta\Big)}{\Big(V\cos\theta - \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\theta}\sin\theta\Big)} = \frac{\Big(\tan\theta + \frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\theta}\Big)}{\Big(1-\frac{\tan\theta}{V}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\theta}\Big)} \tag{2-11}
$$

$$
v^2(\phi(\theta)) = V^2(\theta) + \left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\theta}\right)^2 \tag{2-12}
$$

由相速度（V），根据式 (2−12) 可以求出与之对应的群速度（v）。

图 2−7 为纵波正演记录在各向同性和各向异性介质中传播的波前面快照。在各向同性介质中，纵波的二维波前面为圆形，表明纵波速度在各个方向上不变（图 2−7 左）；而在各向异性介质中，纵波的波前面为椭圆形，表明纵波速度在垂直方向传播速度慢，在水平方向的传播速度快（图 2−7 右）。图 2−7 形象

地表现出地震波在各向异性与各向同性介质中的速度差异。

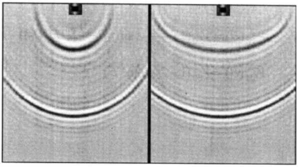


图 2-7　各向同性介质中波传播快照（左）及各向异性介质波传播快照（右），后者波前面是个椭圆

第三章　多波运动学和动力学特征

研究多波运动学和动力学特征，有助于了解多分量勘探技术特点。本章主要描述多波射线的斯奈尔定律（Snell）、地震波能量分配振幅关系的佐普瑞兹方程（Zoeppritz）、各向异性介质中多波能量分配新的关系、多波振幅的衰减机理、多波分辨率的比较以及对横波分裂问题的讨论，为多分量勘探在岩性勘探以及开发地震中的应用提供理论依据。

第一节　佐普瑞兹方程

当弹性波传播到弹性分界面时，弹性波要发生波型转换和能量重新分配，在不同介质分界面上，根据位移和应力的边界条件，通过解波动方程，得到弹性分界面能量分配关系。平面波入射到各向同性弹性界面时，各种波的反射和透射振幅关系满足佐普瑞兹方程。在平面P波入射情况下，弹性界面产生P波的反射和透射以及SV波的反射和透射，且振幅关系遵守佐普瑞兹方程

$$\begin{bmatrix} \sin\alpha_1 & \cos\beta_1 & -\sin\alpha_2 & \cos\beta_2 \\ \cos\alpha_1 & -\sin\beta_1 & \cos\alpha_2 & \sin\beta_2 \\ \sin 2\alpha_1 & \dfrac{V_{P1}}{V_{S1}}\cos 2\beta_1 & \dfrac{\rho_2 V_{S2}^2 V_{P1}}{\rho_1 V_{S1}^2 V_{P2}}\sin 2\alpha_2 & -\dfrac{\rho_2 V_{S2} V_{P1}}{\rho_1 V_{S1}^2}\cos 2\beta_2 \\ \cos 2\beta_1 & -\dfrac{V_{S1}}{V_{P1}}\sin 2\beta_1 & -\dfrac{\rho_2 V_{P2}}{\rho_1 V_{P1}}\cos 2\beta_2 & -\dfrac{\rho_2 V_{S2}}{\rho_1 V_{P1}}\sin 2\beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{PP} \\ R_{PS} \\ T_{PP} \\ T_{PS} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin\alpha_1 \\ \cos\alpha_1 \\ \sin 2\alpha_1 \\ -\cos 2\beta_1 \end{bmatrix} \quad (3-1)$$

式中，下标1、2分别指两种介质；V_P和V_S各代表纵波P及横波SV的传播速度，ρ为介质密度；α和β为P波及SV波的射线与界面法线夹角。R，T各表示反射与透射系数，它们的下标指示先后的波型。它们的物理意义分别表示这些波相对于入射波振幅的相对强度。

当P波垂直入射时，$\alpha_1=\alpha_2$，又由反射折射定律，$\beta_1=\beta_2$，佐普瑞兹方程的解为

$$
\left.\begin{aligned}
R_{\mathrm{PS}} &= T_{\mathrm{PS}} = 0 \\
T_{\mathrm{PP}} &= 1 - R_{\mathrm{PP}} \\
R_{\mathrm{PP}} &= \frac{\rho_2 V_{\mathrm{P2}} - \rho_1 V_{\mathrm{P1}}}{\rho_1 V_{\mathrm{P1}} + \rho_2 V_{\mathrm{P2}}} \\
T_{\mathrm{PP}} &= \frac{2\rho_1 V_{\mathrm{P1}}}{\rho_1 V_{\mathrm{P1}} + \rho_2 V_{\mathrm{P2}}}
\end{aligned}\right\} \tag{3-2}
$$

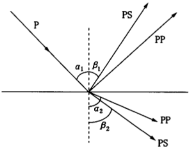


图 3-1　波的反射与透射

由式（3-2）可知，纵波在垂直入射时，不产生转换波，只有反射纵波和透射纵波，而在倾斜入射时会产生转换波。也就是说，波在非法线入射的情况下，无论是纵波还是横波，在介质分界面上不仅要改变波传播的方向，发生反射和透射，而且会发生波型的转换，由一种波转换为两种性质不同的波。如图 3-1 所示，在这四种类型的波中，入射、反射和透射遵守 Snell 定律，即

$$
\frac{\sin\alpha_1}{V_{\mathrm{P1}}} = \frac{\sin\alpha_2}{V_{\mathrm{P2}}} = \frac{\sin\beta_1}{V_{\mathrm{S1}}} = \frac{\sin\beta_2}{V_{\mathrm{S2}}} = p
$$

其能量受界面物理性质的控制，且随入射角的变化而变化，其中 p 为射线参数。

第二节　各向异性介质的反射系数

由佐普瑞兹方程，在多分量地震勘探领域里，人们一直认为，水平检波器在零偏或近偏移距记录到的 PS 波能量为零。但是从采集的野外地震数据中发现，零偏或近偏的 PS 波记录存在着较强的能量。显然，各向同性介质的弹性波理论解释不了这种现象，与佐普瑞兹方程的结论相矛盾。

在各向异性介质中，沿垂直方向（z 轴）传播的 qP 波，其质点位移向量不是必须指向这个方向。具有倾斜轴或多界面对称轴的介质都可能出现这种现象。因此，为了满足界面边界条件，当 P 波或 qP 波法向入射时，可能产生波型转换的透射和反射波。这种结果可以用近似公式对任意各向异性介质求解反射系数的方法进行验证。

一、PS 波反射系数

对各向异性介质，当 P 波入射时，PS 波反射系数 $R_{Ci\text{-wave}}$（$i=1$，2）可以表示为（Jileck，2001）

$$\left.\begin{aligned} R_{C1\text{-wave}} &= \Re\cos\Phi + \Im\sin\Phi \\ R_{C2\text{-wave}} &= -\Re\sin\Phi + \Im\cos\Phi \end{aligned}\right\} \tag{3-3}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} \Re = {} & V_1 + V_2\frac{\cos\phi_P}{\cos\phi_S} + V_3\frac{\sin\phi_P}{\cos\phi_S} + V_4\cos\phi_P\sin\phi_P + V_5\sin^2\phi_P \\ & + V_6\frac{\cos\phi_P\sin^2\phi_P}{\cos\phi_S} + V_7\frac{\sin^3\phi_P}{\cos\phi_S} + V_8\cos\phi_P\sin^3\phi_P + V_9\sin^4\phi_P \\ & + V_{10}\frac{\cos\phi_P\sin\phi_P}{\cos\phi_S} + V_{11}\frac{\sin^5\phi_P}{\cos\phi_S} \end{aligned}\right\} \tag{3-4}$$

$$\left.\begin{aligned} \Im = {} & h_1\frac{1}{\cos\phi_S} + h_2\cos\phi_P + h_3\sin\phi_P + h_4\frac{\cos\phi_P\sin\phi_P}{\cos\phi_S} + h_5\frac{\sin^2\phi_P}{\cos\phi_S} \\ & + h_6\cos\phi_P\sin^2\phi_P + h_7\sin^3\phi_P + h_8\frac{\cos\phi_P\sin\phi_P}{\cos\phi_S} + h_9\frac{\sin^4\phi_P}{\cos\phi_S} \end{aligned}\right\} \tag{3-5}$$

式中，ϕ_P 表示 P 波入射角；ϕ_S 表示 PS 波反射角。$V_{i\ (i=1,\ \ldots,\ 11)}$，$h_{i\ (i=1,\ \ldots,\ 9)}$ 是方位角和界面两边弹性参数差的函数。Φ 是偏振向量 qS_1 或 qS_2 分别与对应的偏振向量 SV 波和 SH 之间的夹角。

二、PS 波零偏移距反射系数

当 P 波法向入射时（$\phi_P=0$），$\Re$ 和 $\Im$ 为

$$\left.\begin{aligned} \Re &= v_1 + v_2\frac{1}{\cos\phi_S} \\ \Im &= h_1\frac{1}{\cos\phi_S} + h_2 \end{aligned}\right\} \tag{3-6}$$

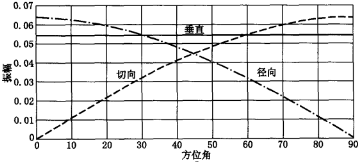
式中，v_1，v_2，h_1 和 h_2 分别为

$$
\left.\begin{aligned}
v_1 &= K_1(\Delta C_{35}\cos\psi + \Delta C_{34}\sin\psi) \\
v_2 &= K_2(\Delta C_{35}\cos\psi + \Delta C_{34}\sin\psi) \\
h_1 &= -K_1(\Delta C_{35}\cos\psi - \Delta C_{34}\sin\psi) \\
h_2 &= -K_2(\Delta C_{35}\cos\psi - \Delta C_{34}\sin\psi)
\end{aligned}\right\} \tag{3-7}
$$

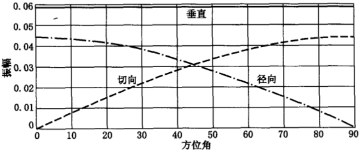
$\Delta C_{ij} = C_{ij}^{(2)} - C_{ij}^{(1)}$，其中上标（1）和（2）分别代表上下介质。从公式(3-6)、式(3-7)可见，当 $\Delta C_{34} \neq 0$ 或 $\Delta C_{35} \neq 0$ 时，$\Re$ 和 $\Im$ 不等于零，因此 $R_{C_i\text{-wave}} \neq 0$。结论是零偏移距的 $R_{C_i\text{-wave}}$ 可以为零，也可以不为零，取决于介质的弹性参数差。对于TTI（具有斜对称轴的横向各向同性）介质和MONO（单斜晶对称，VTI+斜裂缝）介质或其他弱对称介质，弹性参数 C_{34} 和 C_{35} 不为零。因此根据公式(3-6)、(3-7)，零偏移距的 $R_{C_i\text{-wave}}$ 不为零。当上覆地层为各向同性介质时，这两类介质仍表现出在零偏移距产生非零转换波反射系数的特征。

三、精确公式的数值结果

研究两种不同的模型，用精确公式计算反射系数的结果。一种是从各向同性（ISO）介质的半空间入射，在TTI介质的半空间反射，这时的多波反射系数如图3-2a所示；另一种是从各向同性介质的半空间入射，在MONO介质的



a



b

图3-2　P波垂直入射，径向（Radial）、切向（Transversal）和垂直（Vertical）分量的反射系数
a—ISO/TTI；b—ISO/MONO

半空间反射，此时多波反射系数如图 3−2b 所示。参照正交坐标系的方位，P 波法向入射时，计算两种模型的径向、切向和垂直分量的反射振幅。水平坐标轴是正交坐标系的方位角。从图 3−2 可见，P 波垂直入射时，径向分量（即 PSV 波）的反射能量在方位角零度时最大，而当方位角到 90° 时，才观测不到 PSV 波的反射能量。

切向分量（PSH 波）与之相反。垂直分量（PP 波）的反射振幅基本不受方位角的影响是条直线。

计算结果表明 ISO/TTI、ORTHO/TTI、HTI/MONO 以及 ISO/MONO 模型在 P 波法向入射都能产生非零 PS 波能量。

第三节　纵波和横波频率衰减

一、裂缝型气藏的 P 波和 S 波衰减

在裂缝面的空隙之间，通过局部流动（缝隙间流动），裂缝的粗糙度影响信号的衰减。裂缝壁上的法向运动分量产生流体运动控制 P 波衰减（图 3−3）。粗糙的空隙影响 P 波衰减的程度和频率峰值；横波衰减与裂缝壁上的剪切力产生的流体运动相关（图 3−4）。当横波平行裂缝走向偏振时，没有流体运动，因此在裂缝空隙中没有发生弹性散射。平行裂缝的横波衰减减少，部分饱和将增大流体运动的影响，因此对于裂缝型油气藏而言，横波对流体成分比 P 波更敏感。用横波衰减可识别地层含油或含气（Brown 等，2002）。

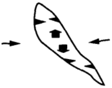


图 3−3　裂缝型 P 波衰减机理示意图



图 3−4　裂缝型 S 波衰减机理示意图

对 S 波振幅和频率的影响与低速异常带相关联。在异常带内反射层的横波振幅强，频率低（图 3−5b，实线）；而在异常带之外，具有更高的频率（图 3−5b，虚线）。P 波只表现出轻微振幅增大（图 3−5a，Guest 等，1998）。在气充填的裂缝地层中，横波高频衰减更明显。在裂缝含水地层中，P 波和横波的衰减相近。如果储层孔隙度主要是裂缝形成的，那么，气藏对 P 波的影响将降低，亮点或平点不能在 P 波剖面上勘测出来。但是横波对裂缝流体敏感，可望用横波资料进行碳氢检测。

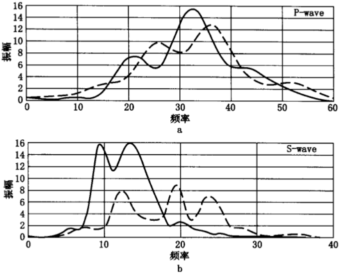


图 3−5　P 波和 S 波资料在裂缝型气藏异常内（实线）、异常外（虚线）振幅谱

二、砂岩型气藏的 P 波和 S 波衰减

砂岩气藏模型的 P 波和 S 波的衰减与裂缝型气藏模型的结论有所不同，Klimentos（1995）给出如下结论：

（1）P 波通过含气地层的衰减比通过含油地层或含水地层大，即含气地层 P 波衰减大（品质因子 Q_P 小）；

（2）S 波衰减（$1/Q_s$）与孔隙中流体类型无关；

（3）含气地层 P 波衰减比 S 波衰减大；

（4）含油或含水地层中，P 波衰减可能比 S 波低或近似。

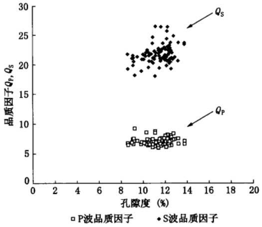


图 3−6　含气砂岩的 P 波和 S 波品质因子对孔隙度交绘图

当 $Q_P/Q_S<1$ 时，可以用于指示存在气或气的凝析物；当 $Q_P/Q_S=1$ 时，则指示完全水饱和或油水饱和。图 3−6 是从钻井资料含气砂岩段测量的 P 波和 S 波品质因子对孔隙度的交绘图，当孔隙度分布在 8% ～ 14% 时，P 波的品质因子在含气砂岩中表现为较小值，即衰减大，而 S 波衰减不明显。两者的

差异十分明显，区分也很容易。

第四节　纵波和转换波分辨率

为方便讨论，我们考虑一种单层介质模型，如图 3–7 所示。P 波入射，图中 S 点为震源，R 点为接收点，PP 为反射纵波，PS 为反射转换横波。下面分别对衰减介质中纵波和转换波的分辨率作简单的讨论。

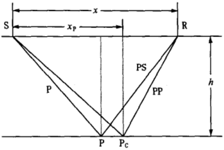


图 3–7　单层 P 波入射介质模型

x—炮检距，x_P—P 波转换为 S 波的距离，h—界面深度

一、衰减介质中转换波（PS）的分辨率

如图 3–7，PS 波在整个传播路径中的旅行时间为

$$t_{PS}=\frac{\sqrt{h^2+x_P^2}}{V_P}+\frac{\sqrt{h^2+(x-x_P)^2}}{V_S} \tag{3–8}$$

式中，x 是炮检距，h 为界面深度，V_P 是 P 波速度，V_S 是 S 波速度，x_P 是 P 波转换为 S 波的转换点位置。忽略波的散射，PS 子波在整个路径中的衰减（Aki and Richards，1980）可表示成

$$H(f)=\exp[-\pi f(\frac{\sqrt{h^2+x_P^2}}{V_PQ_P}+\frac{\sqrt{h^2+(x-x_P)^2}}{V_SQ_S})] \tag{3–9}$$

式中，Q_P、Q_S 分别为 P 波和 S 波的品质因子，f 是频率。由于式（3–9）的子波过滤作用，PS 波子波的延续时间为

$$\Delta t_{PS}=\Delta t_0+[\frac{\sqrt{h^2+x_P^2}}{2V_PQ_P}+\frac{\sqrt{h^2+(x-x_P)^2}}{V_SQ_S}] \tag{3–10}$$

式中，Δt_0 是子波的原始长度。确定横向分辨率的方法是，根据式（3–8），在 x_P 的位置上改变 ΔX_{PS}，将产生旅行时 Δt_{PS} 的变化。为了寻求 ΔX_{PS}，对式（3–8）作关于 x_P 的泰勒展开。根据 Fermat 原理，x_P 的一阶项为零，用其二阶项，考虑到目的层深度远大于 ΔX_{PS}，忽略 x_P 的高阶项。PS 波的横向分辨率，

即菲涅耳带可近似求出（Deffenbaugh，2000）

$$\Delta X_{\mathrm{PS}}=\sqrt{\frac{2\Delta t_{\mathrm{PS}}}{\dfrac{h^2}{V_{\mathrm{P}}(h^2+x_{\mathrm{P}}^2)^{3/2}}+\dfrac{h^2}{V_{\mathrm{S}}[h^2+(x-x_{\mathrm{P}})^2]^{3/2}}}} \tag{3-11}$$

子波长度 ΔZ_{PS} 就是垂直分辨率，用式（3-8）对 h 求一阶导数，可以得到 PS 波的纵向分辨率

$$\Delta Z_{\mathrm{PS}}=\frac{\Delta t_{\mathrm{PS}}}{\dfrac{h}{V_{\mathrm{P}}\sqrt{h^2+x_{\mathrm{P}}^2}}+\dfrac{h}{V_{\mathrm{S}}\sqrt{h^2+(x-x_{\mathrm{P}})^2}}} \tag{3-12}$$

二、衰减介质中纵波（PP 波）的分辨率

对于纵波（PP），可作相似讨论，在介质中 PP 波从 S 点到 R 点的传播时间为

$$t_{\mathrm{P}}=\sqrt{4h^2+x^2}/V_{\mathrm{P}} \tag{3-13}$$

不考虑散射，P 波在传播过程中的衰减可表示成

$$H(f)=\exp[-\pi f(\sqrt{4h^2+x^2}/(V_{\mathrm{P}}Q_{\mathrm{P}}))] \tag{3-14}$$

由于式（3-14）的过滤作用，PP 波的延续时间为

$$\Delta t_{\mathrm{P}}=\Delta t_0+[\sqrt{4h^2+x^2}/(2V_{\mathrm{P}}Q_{\mathrm{P}})] \tag{3-15}$$

式中，Δt_0 是子波的原始长度。同理，PP 波的横向分辨率即菲涅耳带可表示为

$$\Delta X_{\mathrm{P}}=\sqrt{\frac{\Delta t_{\mathrm{P}}V_{\mathrm{P}}(4h^2+x^2)^{3/2}}{8h^2}} \tag{3-16}$$

PP 波的纵向分辨率可以按照子波波长特性表示为

$$\Delta Z_{\mathrm{P}}=\frac{\Delta t_{\mathrm{P}}V_{\mathrm{P}}\sqrt{4h^2+x^2}}{4h} \tag{3-17}$$

三、纵波和转换波的分辨率比较

对于转换波和纵波来说，由于 $V_S < V_P$，表面上看 PS 波的分辨率要大于 PP 波，但是这两种波在地层中传播时的衰减和频散不同，它们的分辨率不能简单的断定。随着多分量勘探尤其是转换波勘探的发展，大量资料表明，转换波在地层较浅的层位，当衰减不是很明显时，它的分辨率要高于纵波。而随着深度的增加，横波衰减比纵波衰减快，到达一定深度后，纵波的分辨率与转换波的分辨率相当，具有相同的分辨率，这个深度称之为交叉深度（Crossover Depth），在这个深度以下，由于 $Q_P > Q_S$，横波衰减影响大，使 PP 波的分辨率高于 PS 波。在近偏移距情况下，这个交叉深度可以从式（3−10）—式（3−12）算出，并且在近偏移距时，这个交叉深度对纵向分辨率和横向分辨率是相同的，都是

$$h_C = \Delta t_0 Q_S Q_P \frac{V_P - V_S}{Q_P - Q_S} \tag{3-18}$$

事实上，是否存在一个交叉深度，取决于 Q_P/Q_S 的大小，可以通过图 3−8 来说明。给定 PP 波和 PS 波的品质因子，当 Q_P=100 时，取 Q_S 大于、等于和小于 Q_P 的三种情况讨论。根据式（3−12）和式（3−17）计算垂直分辨率随深度 h 的变化曲线，在 Q_P/Q_S=1.7 时，PP 波和 PS 波的分辨率曲线交叉于 1500m 深度。

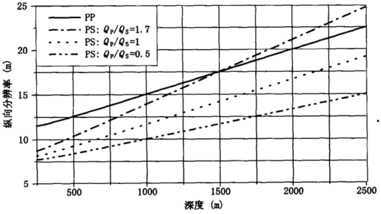


图 3−8　不同 Q_P/Q_S 比的 PP 波和 PS 波的纵向分辨率
(x=100m，Q_P=100，V_P=2000m/s，V_S=1000m/s，t_0=0.01)

在 1500m 以上，PS 波的垂直分辨率明显高于 PP 波；当深度在 1500m 以下，PP 波的分辨率高于 PS 波。当 Q_P/Q_S 等于 1 或 0.5 时，由于 PP 波的衰减大，转换波的分辨率将一直高于纵波。对于横向分辨率即菲涅耳带的讨论，同样可以通过式（3−11）和式（3−16）计算得到横向分辨率随深度 h 的变化曲线，如图

3–9 所示，其中介质参数与图 3–8 中相同。可以看出，当 Q_P/Q_S=1.7 时，PP 波和 PS 波的分辨率曲线交叉于 1500m 深度，即在近偏移距时交叉深度对纵向分辨率和横向分辨率是相同的。

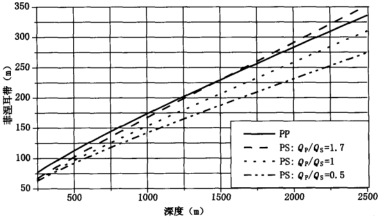


图 3–9　不同 Q_P/Q_S 比的 PP 波和 PS 波的菲涅耳带
(x=100m，Q_P=100，V_P=2000m/s，V_S=1000m/s，t_0=0.01)

分辨率又依赖于波在介质中的传播速度，图 3–10 表示了 V_P=2000m/s，Q_P/Q_S=2，V_P/V_S 不同时，计算垂直分辨率随深度 h 的变化曲线。从图中可见 PP 波和 PS 波在 V_P/V_S 比值不同时，相同分辨率交叉点的深度有明显的变化。当 V_P/V_S=5 时，交叉深度大于 1500m，其他比值情况下，交叉深度小于 1500m。在衰减比确定的条件下，速度比越大，即 S 波速度越小，PS 波的分辨率越高，交叉深度越深，越有利于开展 PS 波勘探。

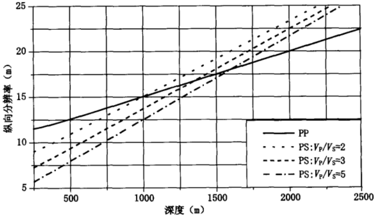


图 3–10　不同 V_P/V_P 比的 PP 波和 PS 波的纵向分辨率
(x=100m，Q_P=100，Q_S = 50，V_P=2000m/s，t_0=0.01)

第五节　横波双折射

当地震S波入射到各向异性介质（如HTI），横波经过各向异性介质传播后，将产生横波分裂（图3−11），一个波分成快（S_1）、慢（S_2）两个横波；这种现象类似光学中的双折射。快横波平行裂隙系统的主方向传播，慢横波垂直裂隙系统的主方向传播。快、慢横波到达的时差正比于裂隙的密度（单位体积内的裂隙个数）。从第一章中我们了解到，各向异性的种类繁多，这里只讨论最常见的两种各向异性介质对S波分裂的影响。一种是VTI介质（即极化各向异性介质），这种各向异性介质对油气勘探不利，需要我们在资料处理的成像过程中加以修正；另一类是HTI介质（即方位各向异性介质），这种由平行定向的垂直裂缝引起的各向异性介质是油气勘探的主要目标。

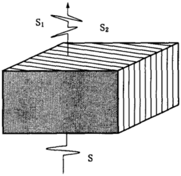


图3−11　横波分裂示意图

一、VTI介质的横波分裂

VTI介质的S波垂直和平行速度分别为

$$V_{S\perp}^2(\theta)=\frac{1}{2\rho}[C_{33}+C_{44}+(C_{11}-C_{33})\sin^2\theta-\left\{\begin{matrix}(C_{33}-C_{44})^2+2[2(C_{13}+C_{44})^2-(C_{33}-C_{44})(C_{11}+C_{33}-2C_{44})]\sin^2\theta+\\ [(C_{11}+C_{33}-2C_{44})^2-4(C_{13}+C_{44})^2]\sin^4\theta\end{matrix}\right\}^{1/2}] \tag{3−19}$$

和

$$V_{S\parallel}^2(\theta)=\frac{1}{\rho}[C_{44}\cos^2\theta+C_{66}\sin^2\theta] \tag{3−20}$$

式中，θ 是传播角度，C_{ij} 是弹性系数，$S_{\parallel}$ 波（S_1）平行各向异性介质的对称轴，$S_{\perp}$ 波（S_2）垂直介质的对称轴，这种偏振是根据介质的对称轴而不是震源方向定义的。式（3−18）和式（3−19）表明，具有任何其他偏振角度，即便

是与公式相差 1°，S 波都将不会在选择的方向上传播，换言之，S 波只按式（3−18）和式（3−19）这两个偏振角度的方向进行传播。这是横波分裂的基本性质。

公式（3−18）告诉我们水平层状介质的速度具有方向性，但公式过于复杂不好理解，简化的基本思想是假设介质为弱各向异性，对微小参数进行适当的线性化，得到

$$V_{S\perp}(\theta) \approx V_{S0}[1 + \sigma \sin^2\theta \cos^2\theta] \tag{3-21}$$

$$V_{S\parallel}(\theta) \approx V_{S0}[1 + \gamma \sin^2\theta] \tag{3-22}$$

其中

$$\sigma = (V_{P0}/V_{S0})^2(\varepsilon - \delta) = (V_{P0}/V_{S0})^2\eta' \tag{3-23}$$

式（3−20）和式（3−21）中只有一个各向异性参数，这个各向异性参数影响并不小，特别是在页岩中需要考虑其影响。现在可以看出 S 波在各向异性介质中的两个特点：

（1）速度依赖偏振方向，且只可能有两个方向，偏振方向受岩石结构控制；

（2）对每一种波，速度依赖传播方向。

当传播方向为零，即垂直方向（$\theta = 0$）传播时，根据式（3−20）和式（3−21），两种偏振波的速度相同，这是一种特例。

二、HTI 介质的横波分裂

对于裂缝引导的各向异性地层，裂缝的走向与最大应力方向平行，与最小应力方向垂直。在地下深处，由于上覆地层压力，最小应力方向通常是水平的，因此，地下裂缝一般以垂直裂缝发育。故描述裂缝发育的最简单的参数就是关于裂缝发育的主方向以及裂缝发育的密度。当然还有裂缝的开度和长度等参数。在多波地震勘探施工前，一般是不知道裂缝发育的主方向，只知道它受控于最大区域应力方向。在勘探施工设计中，震源—检波器方向（二维测线方向）只能考虑构造的最佳成像以及其他准则。所以一般情况下，震源—检波器方向与裂缝主方向存在一个夹角，如图 3−12 所示。图中平行的虚线表示裂缝分

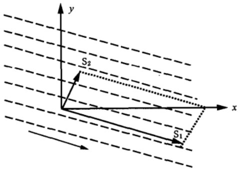


图 3−12 横波分裂后振幅关系

布，箭头方向是裂缝发育的主方向；图中 x，y 坐标表示观测系统坐标，x 方向就是震源—检波器方向，并且与裂缝主方向存在夹角 θ。按照各向异性介质的分裂理论，横波在 x 方向没有传播，它必然会分裂为两种波，一种沿裂缝主方向传播的快横波 S_1，另外是垂直裂缝主方向的慢横波 S_2。因此，我们在地面记录到的是 S_1 波和 S_2 波分别在 x，y 轴上投影的合成。

忽略反射系数的差异和衰减，在观测系统中采集到的地震波能量分配严格遵循三角函数关系。若用 $S(t)$ 表示入射时的横波振幅，则入射后分裂出的快、慢横波振幅为

$$\left.\begin{aligned} S_1(t) &= S(t-t_1)\cos\theta \\ S_2(t) &= S(t-t_2)\sin\theta \end{aligned}\right\} \tag{3-24}$$

式中，t_1 为快横波 S_1 的传播时间，t_2 为慢横波 S_2 的传播时间。快、慢横波沿 x、y 方向的振幅分量为

$$\left.\begin{aligned} X_1(t) &= S_1(t)\cos\theta \\ Y_1(t) &= S_1(t)\sin\theta \\ X_2(t) &= S_2(t)\sin\theta \\ Y_2(t) &= -S_2(t)\cos\theta \end{aligned}\right\} \tag{3-25}$$

实际记录到的 x，y 分量记录的振幅为

$$\left.\begin{aligned} X(t) &= X_1(t)+X_2(t) = S_1(t)\cos\theta + S_2(t)\sin\theta \\ Y(t) &= Y_1(t)+Y_2(t) = S_1(t)\sin\theta - S_2(t)\cos\theta \end{aligned}\right\} \tag{3-26}$$

当 $\theta=0^\circ$ 时

$$\left.\begin{aligned} X(t) &= S_1(t-t_1) \\ Y(t) &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{3-27}$$

此时只有快横波；当 $\theta=90^\circ$ 时

$$\left.\begin{aligned} X(t) &= 0 \\ Y(t) &= S_2(t-t_2) \end{aligned}\right\} \tag{3-28}$$

此时只有慢横波。当 θ 介于 0 ~ 90° 之间时，快慢横波均有明显的能量存在。公式（3—25）成为利用横波分裂后的 x，y 分量记录求取地层裂缝方向和密度的基础，即可根据记录的 x，y 分量，作旋转变换得到分离后的快、慢横波记录。

$$\left.\begin{aligned} S_1(t) = X(t)\cos\theta + Y(t)\sin\theta \\ S_2(t) = X(t)\sin\theta - Y(t)\cos\theta \end{aligned}\right\} \tag{3—29}$$

第四章　多分量资料采集技术

基于转换波的多分量地震资料采集技术，对震源没有特殊的要求，只要采用常规纵波勘探的震源，适当调整震源能量，就可以激发满足能量的下行纵波。采集的关键技术在于三分量检波器的应用和观测系统设计。因此，我们重点讨论多分量地震技术中三分量检波器的性能对资料采集的影响和如何设计一个多分量资料采集的观测系统。

第一节　三分量检波器

一、模拟三分量检波器

多分量地震的资料采集技术，对震源没有特殊的要求，但检波器需要特别的三分量检波器。模拟三分量检波器最初是用单个纵波检波器和横波检波器以分别埋置的方式组成三分量器，记录三分量地震波场。其中沿测线方向和垂直测线方向分别埋置的横波检波器，称为径向分量和横向分量，记作 x，y 分量，主要用于记录转换波资料（PSV、PSH）。纵波检波器垂直埋置，称为垂直分量，一般记 z 分量，主要记录纵波资料。在 20 世纪 80 年代末和 90 年代初，检波器生产商家将单个检波器芯体，如动圈式传感器组装在一起，形成三分量检波器。图 4−1 为正交三分量检波器的内部结构实物图。水平放置的动圈式传感器构成横波检波器的部件，垂直放置的动线圈式传感器为常规的纵波检波器。

由于水平检波器的埋置需要与地面成水平，x 分量与测线平行，所以这种检波器是可调水平及角度的地面三分量检波器，当调节水平及方向时不能破坏尾锥与地面耦合。

采用同一类型的检波器芯体（4.5Hz），按 54.74 正交排列成加尔彼林结构。这种“斜三分量检波器”的内部结构如图 4−2 所示。其最大的技术特点就是三

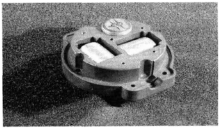


图 4−1　正交三分量检波器内部结构

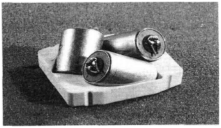


图 4−2　斜三分量检波器内部结构

个检波器具有等灵敏度和准确记录质点振动的轨迹。三个分量分别称作 U、V、W。采集记录到的三个分量不便进行波场分析，必须将斜三分量变换为正三分量的记录才能有效地识别波场。从 U，V，W 坐标变换到 x，y，z 坐标的变换公式如下

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{(2U - V - W)}{\sqrt{6}} \\ y &= \frac{(V - W)}{\sqrt{2}} \\ z &= \frac{(U + V + W)}{\sqrt{3}} \end{aligned}\right\} \tag{4-1}$$

这类检波器具有代表性的产品为 Omniphone 检波器，是加拿大地球物理技术公司的专利产品。它能分别实时地传送垂直分量、横向分量和径向分量。检波器内置一个极化滤波器，能衰减瑞雷面波、风噪声和其他地面耦合噪声。

二、数字三分量检波器

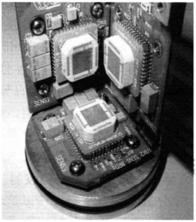


图 4–3　基于 MEMS 技术的数字三分量检波器内部结构

基于 MEMS（Micro Electro Mechanical System）技术的加速度传感器正交直角安装成三分量数字传感器。MEMS 加速度传感器主要有两部分：微电子技术加工的电容性机械振动系统和信号转换闭环反馈控制 ASIC（专用大规模集成电路芯片），其内部构造如图 4–3 所示。由于采用的是高新技术，故对其工作原理稍作详尽的介绍。

MEMS 机械震动系统由质量体、弹簧、端盖、框架构成，质量体的两面镀有金属导电物，在端盖与质量体相对的面上也就是顶盖和底盖上也镀有金属，这样就形成了一个差动电容器，加上相应的电路就可以成为电容式加速度传感器。该系统由四片独立的光刻单晶硅晶片组合而成，为了排除气体阻尼和气体布朗运动引起的热噪声，采用了高真空封装。

图 4–4 为 MEMS 传感器工作原理示意图，其下端盖与质量体之间的电容为 C_1，施加的电压为 V_1，其上端盖与质量体之间的电容为 C_2，施加的电压为 V_2。未加电压时传感器处于休眠状态，重力 G 下拉质量体，此时 $C_1 > C_2$；加电后启动循环，调整 V_1 与 V_2 的大小，以产生一个力来克服重力，直到 $C_1=C_2$，$F_1+F_2=G$，传感器达到平衡，准备记录信号。当接收到沿工作轴向的地震信号时，C_1 与 C_2 的值被持续不停地采样测量，它们的比例随着质量体移动趋势而不停变

化，同时负反馈循环回路改变 V_1 与 V_2 的大小以产生补偿，从而使质量体位于中心不变；传感器根据为保持质量体位于中心不变所需的校正而得到的输出，而垂直于传感器工作轴向的地震信号则被支承弹簧阻止，不产生信号输出。

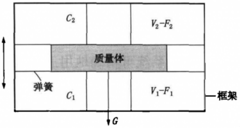


图 4—4　MEMS 传感器工作原理示意图

MEMS 传感器和普通的动圈式检波器（10Hz）的频幅特性曲线对比如图 4—5 所示。普通检波器的信号幅值在低于其自然频率的频率段内以响应曲线 12dB/oct 衰减，而 MEMS 传感器的信号幅值在相同低频段内则没有衰减。一些试验表明，MEMS 加速度传感器技术甚至可以保留偏移后地震道数据记录中 3Hz 以下频率的成分。

相频曲线对比如图 4—6 所示，普通检波器在这一段是由 0 到自然频率处的 −90℃再到后面的靠近 −180℃。MEMS 传感器在这一段相位变化很小，到 200Hz 时仅有 6℃的相移，因此在低频时不会引起相位畸变，低频段相位一致性好。

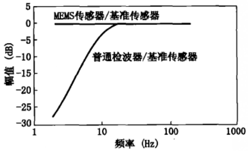


图 4—5　普通传感器和 MEMS 传感器的幅频响应曲线

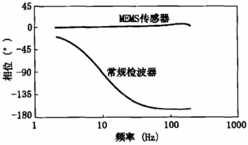


图 4—6　常规传感器和 MEMS 传感器的相频特性曲线

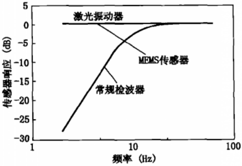


图 4—7　常规检波器及 MEMS 传感器的输出结果与振动器的测量结果比较

由于其固有频率（1000Hz）数倍于使用频率，固有频率的偏差很难影响使用频段的相位，因此，MEMS 传感器在相位一致性方面优于常规速度检波器。常规检波器与 MEMS 传感器同时振动，由激光振动计测量振动台的振动，将常规检波器及 MEMS 传感器的输出结果与振动计的测量结果比较（图 4—7）。从中可以看出，MEMS 传感器在极低频率时仍能保证

其动态范围。

三、数字三分量检波器的矢量保真度

一个传感系统可精确地用三分量显示出质点的大小和运动的方向，质点的瞬时运动状态由 3 个向量 x，y，z 表述。如果我们能精确地量出这三个向量，我们能够将质点瞬时运动重新再现，这时三分量检波器的矢量保真度最好。矢量保真度定量分析方法假定，在三分量的矢量检波器中，记录的直达波应当做线性偏振（Byerley，2003）。因此采用特征值分析方法，可以对直达波做定量偏振分析。将三分量记录 x，y 和 z 组成协方差矩阵 $\boldsymbol{V}$。

$$V=\frac{1}{N}\begin{bmatrix}\sum(x-Ex)(x-Ex) & \sum(x-Ex)(y-Ey) & \sum(x-Ex)(z-Ez)\\ \sum(y-Ey)(x-Ex) & \sum(y-Ey)(y-Ey) & \sum(y-Ey)(z-Ez)\\ \sum(z-Ez)(x-Ex) & \sum(z-Ez)(y-Ey) & \sum(z-Ez)(z-Ez)\end{bmatrix} \tag{4-2}$$

式中，Ei（i=x，y，z）为各个分量的数学期望，N 为分析时窗内的样点个数。用特征值（λ）构成特征值矩阵：

$$\boldsymbol{V}-\lambda\boldsymbol{I}=0 \tag{4-3}$$

式中，$\boldsymbol{I}$ 是单位矩阵，求解矩阵的特征值，$\lambda_1>\lambda_2>\lambda_3$，由特征计算偏振系数（Benhama，1988）$\tau$：

$$\tau=\sqrt{\frac{\left(1-\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2+\left(1-\frac{\lambda_3}{\lambda_1}\right)^2+\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}-\frac{\lambda_3}{\lambda_1}\right)^2}{2\left(1+\frac{\lambda_2}{\lambda_1}+\frac{\lambda_3}{\lambda_1}\right)^2}} \tag{4-4}$$

当质点作线性偏振时，偏振系数 τ 近于 1，而随机信号的偏振系数 τ 接近于 0。图 4–8 是对 MEMS 检波器记录的三分量炮集数据进行定量矢量保真度分析的结果。图 4–8（左）为中间放炮的三分量炮集记录（依次为 z, x, y 分量）；图 4–8（右）为计算的偏振系数剖面。深色表示偏振系数近于 1，即质点作线性偏振；浅色表示近于 0 的偏振系数，此时的质点作椭圆偏振。从图 4–8 中可以明显看出，在初至波的到达区域，直达波明显呈现出线性偏振的形态（比较图 4–8（左）的初至），并具有较高的分辨率。图 4–9 是模拟检波器记录的炮集数据和对应的偏振系数剖面。图 4–9（左）为单边放炮的三分量资料（依次为 z，x，y 分量）；图 4–9（右）为相应计算的偏振系数剖面。虽然在初至波的到达区域直达波也表现出线性偏振的形态（比较图 4–9（左）的初至），但分辨率和抗

干扰能力明显不及数字检波器的效果。因此 MEMS 三分量检波器的矢量保真度明显好于模拟三分量检波器。

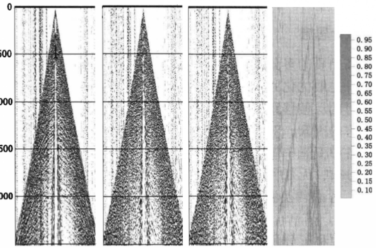


图 4—8　MEMS 检波器三分量资料（依次为 z，x，y）（左）及炮集记录的偏振系数剖面（右）

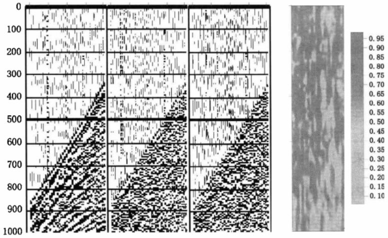


图 4—9　模拟检波器三分量资料（依次为 z，x，y）（左）及炮集记录的偏振系数剖面（右）

关于三分量检波器矢量保真度分析方法和其他方法，如直达波的互相关误差分析、反射波分析方法等以及对矢量保真度的补偿技术，都是力求获得品质较高的多分量地震资料，为多分量地震资料后续的数据处理和资料解释作好基础工作。

第二节　三维多分量地震观测系统设计

一、基本设计思想

为了获得高品质的多分量资料，多分量资料采集设计也是重要的基础环节之一。采集设计是最优化问题，需要综合考虑最小勘探成本、必要的覆盖次数、方位角分布和目的层偏移距范围等诸多参数。野外的道路和地形实际情况也是设计中需要考虑的因素。对于特定的地区和地下目的层，最优化的观测系统设计，就是要在各种变量中做出一个明智的决策。设计的基本要求是得到地下反射面元合理的分布、无任何间隙、在偏移距和宽方位角范围内具有均匀的覆盖次数和采样点，考虑转换波共转换点（CCP）的设计使 3D 地震勘探设计更加复杂化。

采用纵波震源和三分量检波器排列，可以同时采集转换横波和纵波，这是多分量地震勘探采集技术的优点，相比单纯纵波勘探技术，多分量地震技术能廉价、快速采集和处理 P 波及 S 波资料。因为资料采集中的双重性，纵波（PP 波）和转换波（PS 波）联合勘探不能相互独立地进行设计，需要综合考虑两种波场的优化设计，为了最终资料解释的目的，必须同时获得 PP 波和 PS 波的偏移数据体。

设计的基础可根据 PP 勘探的 CMP（共中心点）设计规范进行，因为纵波资料也是最后资料解释的基础数据。在进行声波资料解释中，为了得到 PS 波的弹性波信息，在不影响声波数据质量的情况下，必须引入 CCP 设计规范。不当的勘探设计方案会严重的损害转换波资料质量，这将减小转换波资料对整体解释的贡献。应当考虑两种波场勘探的采集参数，提出一种综合设计方案。常规 PP 波的采集问题就不在这里讨论，本节主要介绍 PS 波采集方案。

二、2CCP 叠加图和最佳面元

CMP 勘探设计假定震源—检波器之间的路径对称。但转换波勘探的共转换点（CCP）并不在震源—检波器之间的中心点。由于路径的非对称性，当采用 CMP 采集设计时，改变 CCP 叠加次数图并导致低叠加区的周期分布。叠加次数的快速变化，在资料处理中具有负面的影响，将严重的损害 3D 转换波资料的解释效果。

Lawton（1993）提出一种最佳面元大小的转换波三维勘探方法。依然按 CMP 设计规范，但用大尺度面元去平滑高次 CCP 叠加图。在平滑处理中，CCP 面元尺度用如下公式放大：

$$
\left.\begin{aligned}
b_x &= \frac{RI}{1+\dfrac{V_S}{V_P}} \\
b_y &= \frac{SI}{1+\dfrac{V_S}{V_P}}
\end{aligned}\right\} \tag{4-5}
$$

式中，b_x为面元纵向长度，b_y为面元横向长度，RI为纵测线方向的检波点间隔，SI为横测线方向的炮点间隔，V_P为P波速度，V_S为S波速度。

三、仪器道数和野外方法

常规3D勘探在业内得到广泛认可，并且向大面积勘探的方向发展，因此对地震道数的需求更多。而在转换波和横波采集中，采用三分量（3C）检波器记录要求更大容量的仪器记录道数，是常规3D勘探接收道数的三倍。随着多分量3D勘探的普遍开展，对3C检波器的需求将增加，要求仪器记录道数也随之增加，以满足3C/3D资料采集的需求。

因为道数和检波器个数的不足，大多数3C检波器不用组合方式。为了补偿检波器没有组合产生的负面影响，可以采用震源组合方式，也可以应用三分量检波器内置的极化滤波器压制地滚波。检波点间隔应当采用小间隔，以减少空间假频的产生。

为了有效记录三分量矢量波场，在野外3C检波器必须水平埋置并将检波器的一端对准测线方向。每个检波器需要花时间校平和对准方向，还要和地面偶合好，因此生产效率降低，增加了采集费用。PS波的旅行时相对PP波更长，记录时间也需要相应地增加，一般取PP波勘探记录长度的1.5～2倍。风的噪音影响水平记录，因此在施工中为了减轻这类噪音干扰，三分量检波器最好在地下挖坑埋深。

四、PS波的菲涅耳带

菲涅耳带用于估计叠加偏移前地震数据的横向分辨率。PS波菲涅耳带的概念由Eaton等（1991）给出。对于地面地震，PS波菲涅耳半径为

$$
R_{\mathrm{Fps}} = \frac{V_{\mathrm{m}}}{2}\sqrt{t_{0\mathrm{ps}}T} \tag{4-6}
$$

式中，R_{FPS}为PS波菲涅耳半径，V_{m}为零偏PS波偏移速度，T_{0PS}为PS波垂直旅行时，T为主周期。

当深度和频率相同，速度比V_p/V_s=2时，PS波菲涅耳半径只有PP波菲

涅耳半径的80%，因此小于PP波的菲涅耳半径，所以有浅层PS波资料的横向分辨率高于PP波的论点。

五、综合设计

三维地震资料解释主要还是依靠声波勘探的结果，不能因为补充采集PS波资料，使设计参数有损害PP波资料的可能性。因此，只要对CMP设计方案做微小的采集参数调整，就可以实现同时采集到声波和弹性波的多分量资料，从而提供额外有价值的解释信息。

在CMP设计面元的叠加分布图基础上，直接用非对称性计算CCP面元叠加分布图，将产生周期性的叠加分布，这种快速变化的叠加分布影响资料处理，并严重破坏PS波资料解释结果。因此在CCP设计中，补偿周期性的叠加分布成为主要关心的问题。前面介绍的面元最优化选择，对CCP道集也存在两个方面的不利影响：

（1）大尺度面元降低横向分辨率；

（2）PP波和PS波资料的面元大小不同，将影响两种数据体属性的直接比较和综合解释应用，如速度比V_p/V_s的计算和同相轴振幅比较等。

因此需要对两种勘探方法的设计参数进行调整，以便将各自解释的成果能够进行综合应用。

解决方案是保持PP波和PS波相同面元大小，确保炮线间隔（SL）是检波点间隔（RI）的奇数倍，就能够实现最简单和实用的综合数据采集设计。PS波叠加次数的周期性变化降到最小，另外消除了CCP叠加的缺口。横波数据体与纵波数据体具有相同面元尺寸，使得PP波和PS波数据体可以进行属性的直接对比和综合解释。

前面提到过PS波的菲涅耳带半径只有PP波菲涅耳带半径的80%，在频率相同的条件下，PS波具有更高的横向分辨率。但是，由于地表衰减影响，地面PS波反射记录的频率降低，使得两者的菲涅耳带相当，因此设计参数应优先考虑PP波的菲涅耳带。

第三节　三维多分量采集设计实例

以深度2000m的碎屑岩为目的层，进行三维三分量（3D/3C）勘探设计。期望的面元大小为25m×25m，满足目的层的空间分辨率（从勘探区内过去地震资料得到先验信息）。PP波的叠加次数为15次。勘探面积为10km^2。3C检波器个数只有700个。最小成像深度为700m。根据初始信息，3D/3C设计流程如图

4-10所示,在图4-11中给出3D/3C测网各参数的含义。表4-1是最后的设计参数。

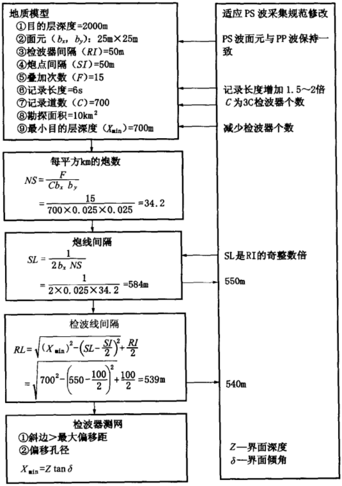


图4-10　3C/3D设计流程实例

表4-1　3D/3C勘探最终设计参数

设计变量	参　数
炮点间隔 *SI*	50m
检波器间隔 *RI*	50m
面元尺寸 *BIN*	25m×25m
炮线间隔 *SL*	550m
检波线间隔 *RL*	540m
测网尺寸 *RTD*	2500m×2500m

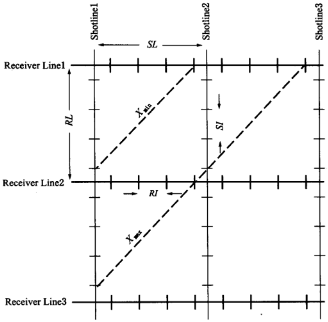


图 4—11　3D 勘探测网（patch）示意图

检波线（Receiver Line）用水平方向的深色线表示，炮线（Shotline）用垂直方向的浅色线表示

RL—检波线间隔；*SL*—炮线间隔；*RI*—检波点间隔；*SI*—炮点间隔；

X_{min}—最大偏移距；X_{max}—最大炮检距

令炮线间隔（SL）为检波点间隔（RI）的奇数倍，可以预防 CCP 叠加分布图的间隙。SL 从计算得到 584m 减少到 550m 满足设计要求。由于没有明显的地质构造，因此不需要考虑偏移孔径而扩展检波器测网（排列）。测网面积为 2500m × 2500m，满足最大偏移距的记录。偏移距的宽度和方位角分布取决于实际需要，其他检波器参数按常规的 3D 勘探采用的参数。

3D 地震野外设计是一个反复的过程，在这个过程中需要加入解释、考虑成像目标、适应环境、设备、气候和地形。3D/3C 需要考虑的内容使设计过程更加复杂。3C 检波器个数的增加可以降低每平方千米的炮数，也使炮线间隔增加。宽炮线的间隔减少总炮数，因此降低成本和时间。勘探设计没有唯一性，其他设计方案也能取得同样的结果。

第四节　PS 波资料采集的特殊要求

多分量地震资料采集不是简单的用三分量检波器替换垂直检波器就可以完

成的。由于 PS 波的传播机制不同于 PP 波，要想获得令人满意的勘探效果，必须考虑其他一些物理现象对多分量资料采集的影响，包括反射系数、波型转换、吸收、组内检波器静校正效应及横波分裂现象等。

一、PS 波与 P 波反射系数的差异

P 波和 S 波的反射系数在两个方面有所不同：一是泊松反射系数；二是 P 波、S 波反射系数与角度或偏移距之间的关系。

泊松反射系数是 P 波和 S 波速度及界面速度差之间的差值（$2\Delta V_P/V_P-2\Delta V_S/V_S$）。这个关系非常重要，因为 P 波剖面的地震振幅主要反映了密度和 P 波速度差，而 PS 波剖面的反射振幅反映了密度和 S 波速度差。但大多数地质界面的泊松反射系数较弱，不会在 P 波和 PS 波反射同相轴的振幅上产生较大差异。

但是在砂岩 / 页岩序列中，P 波或 S 波的界面差有很大的不同，可以观测到明显的泊松反射系数，特别是在地层含有流体的情况下，泊松反射系数较强。

图 4−12 是 P 波和 PS 波反射系数随偏移距变化的经典图。重要的是 PS 波在零偏移距的反射系数为零，而 P 波反射系数最大。到达一定的偏移距后，P 波和 PS 波的反射系数基本相近。反射系数急剧变化的位置对应着临界角，偏移距的极限给出排列的最大炮检距，不超过临界角。在偏移距的极限范围内，P 波和 PS 波反射系数能量正比于记录的叠加振幅能量。PS 波反射系数能量只有 P 波的 50%～60%。从这种反射系数的差异，可以推断出 PS 波的叠加振幅能量只占 P 波振幅的 50%～60%，相差一个 ΔR（图 4−13）。

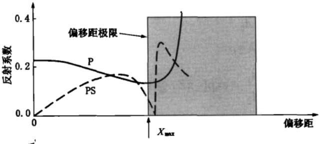


图 4−12　P 波和 PS 波反射系数随偏移距变化

二、波型转换后的波长变化

P 波转换为 S 波时，频率遵循入射波的频率。对于给定入射波频率成分 f，入射 P 波的波长等于（V_P/f），转换 S 波的波长是（V_S/f），双程传播的 PS 波速度为 V_{PS}（$2/V_{PS}=1/V_P+1/V_S$），在 PS 波上观测到的波长等于（V_{PS}/f）。因此，

初始 P 波的波长，按照 V_{PS}/V_P 比例因子进行波长变化，如图 4−13a 中 ΔW 所示，图 4−13 是将 P 波和 PS 波在振幅 A 与 $1/\lambda$ 坐标系中进行比较的图示，PS 波反射系数导致的振幅变化为 ΔR，波型转换时波长变化产生的频率差异为 ΔW。

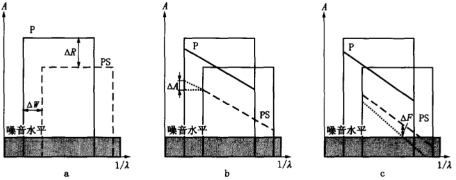


图 4−13 P 波和 PS 波在振幅 A 与 $1/\lambda$ 坐标系中的比较

ΔR 表示 PS 波低于 P 波的平均反射振幅，ΔW 是由于 P/S 转换产生的波长变化，ΔA 为浅层传播的吸收效应差，ΔF 为深层传播的吸收效应差，虚线对应检波器组内 S 波静校正的滤波效应

三、品质因子的差异

吸收的影响可以表示为

$$A = A_0 \exp(-\pi Zf / QV) \tag{4-7}$$

给定波长和两个深度有

$$\frac{A_1}{A_2} = \exp[-\pi / \lambda Q(Z_2 - Z_1)] \tag{4-8}$$

当波长不等时，即 $\lambda_1 \neq \lambda_2$，

$$\frac{A_1}{A_2} = \exp[-\pi Z / Q(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)] \tag{4-9}$$

P 波和 S 波品质因子（Q_P、Q_S）一般不同，近地表介质对 S 波存在较强的吸收效应，因此，S 波的平均品质因子 Q_S 小于 P 波品质因子 Q_P。图 4−12 为了简单化，令 Q_P 和 Q_S 相等。浅层传播的吸收效应如图 4−13b，在短波长范围内，PS 波受吸收的影响比 P 波强，两者存在差异为 ΔA。在深层传播时的吸收效应如图 4−13c 所示，由于吸收影响，使得 PS 波能量仅保持在噪音水平之上。从图 4−13b 到图 4−13c，比较 P 波和 PS 波，可以观测到非常普通的现象：只要浅层 PS 能量充分强，PS 剖面上的短波长使得 PS 波分辨率比 P 波高，随着传播时间的增加，PS 波的透射能力迅速下降。

四、其他影响因素

由于PS 波传播的某些特殊性，可能还有其他导致PS 波能量变弱的因素，比如可能存在：

(1) 相对检波器组内静校正的非常短的波长，这种影响如图 4−13c 中的 ΔF；

(2) 大地滤波效应或没有对信号频率谱的缺口进行补偿时横波分裂的影响。

只要保证采集资料的矢量保真度，这些影响与处理有关而和资料采集无关。

五、补偿方案

针对上述影响PS 波采集质量的因素，Garotta 等（2003）给出相应的解决方案。通过野外工作的努力克服影响PS 波采集资料的因素。如加大震源能量和增加叠加次数克服反射系数差异 ΔR 和吸收差异 ΔA 的影响。波长变化 ΔW 的影响通过控制纵波震源的低频成分，确保产生足够低的频率成分，使 PS 波具有较短的波长；对于检波器组内静校正引起的滤波效应 ΔF，应缩短水平检波器的组内距，最好采用单个三分量检波器。对野外所做的努力，用图 4−14 来示意，信号的振幅和频率作为坐标轴。野外经过努力得到 P 波采集满意的效果（实线方框所示），为了得到同等满意的 PS 波采集效果，野外采集必须达到图中虚线方框所示的效果。

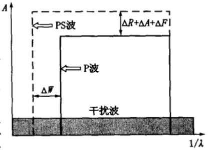


图 4−14　野外努力达到 P 波满意的效果（实线方框）及 PS 波满意效果（虚线方框）

第五章　多分量资料处理技术

多分量资料成像技术是多分量勘探在油气田开发应用中的关键技术之一，正确合理的处理方法能够获取地下储层准确的位置和构造形态，为后续岩性处理提供可靠的基础资料。由于转换波射线路径的一些特殊性，本章重点介绍一些改善多分量资料成像效果的关键性处理方法技术。

第一节　多分量资料处理流程

要处理好多分量地震资料，特别是转换波（PS）资料，除了常规的处理模块外，根据多分量地震资料的特点，我们给出与之相关的主要处理流程（图5−1）。

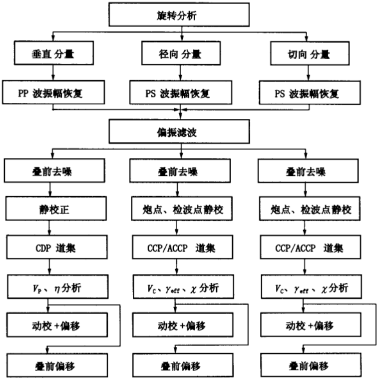


图 5−1　多分量资料处理流程图

第二节 坐 标 旋 转

野外多分量数据采集时，由于采取三维观测方式或在二维多分量采集中，检波器埋置方向偏离测线方向，炮点和测线的关系形成如图 5-2 所示的几何关系。令检波器中 X 分量的方向沿测线方向（Inline），Y 分量的方向沿切线方向（Crossline）。炮点—检波点连线的方向为径向（R）分量的方向，垂直 R 分量方向的是切向（T）分量。R 分量与 X 分量的夹角为 θ，这个夹角在三维观测方式中可以从观测系统中确定。在二维多分量资料采集中，由于检波器埋置时，X 方向偏离测线方向产生夹角，这种角度是人为和随机的，需要从记录的初至波资料中，采用最大能量比算法，即径向分量能量 / 切向分量能量比最大原则，进行 X，Y 分量旋转分析，从而确定两者之间的夹角。一旦得到 θ 角，将 X，Y 分量的记录做坐标变换，就可以把 X，Y 分量旋转变换为 R，T 分量。

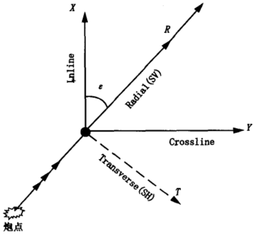


图 5-2　炮点和测线关系示意图

在野外原始水平分量数据中，如果没有进行这种坐标旋转的变换处理，可能得到如图 5-3 所示的 X，Y 分量的记录，在记录上很难进行波场分析，看不到明显的转换波反射。在 X，Y 分量上，初至波的能量相当。经过坐标旋转处理，我们得到径向（R）分量和切向（T）分量的记录。在 R 分量上得到明显的 PSV 波反射信息，初至波能量更强，在 T 分量上，初至波能量变弱，记录中仅存在较弱的 PSH 波。在各向异性介质中，这种波是 SV 波分裂出的慢横波。

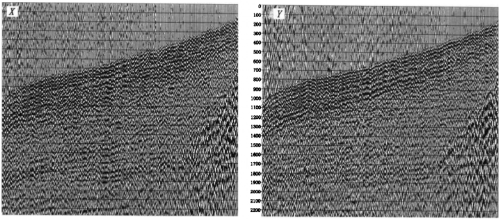


图 5−3　原始单炮记录 X 和 Y 分量

在原始单炮记录 X 和 Y 分量上，很难进行波场分析，看不到明显的转换波反射

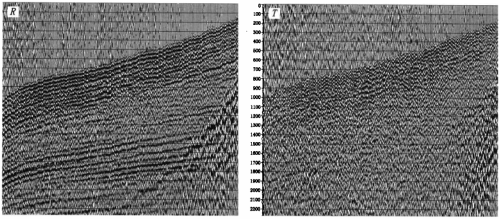


图 5−4　旋转后的单炮记录 R 和 T 分量

在 R 分量上得到明显的 PSV 波反射信息，初至波能量更强；在 T 分量上，初至波能量变弱，记录中仅存在较弱的 PSH 波

第三节　波前扩散补偿

纵波在传播过程中作球面波前扩散，转换波的波前扩散与纵波不同，水平层状均匀介质条件下，Richards 给出转换波的波前扩散公式：

$$E_{PS} = \frac{\sin^2\alpha}{H^2\sin(\alpha+\beta)(\sin\alpha\sec^3\alpha+\sin\beta\sec^3\beta)} \tag{5-1}$$

式中，α，β 分别为P波入射角和SV波反射角。H 为界面深度。令

$$
\begin{aligned}
L_{\mathrm{P}} &= \sqrt{H^2 + x_{\mathrm{P}}^2} \\
L_{\mathrm{S}} &= \sqrt{H^2 + (x - x_{\mathrm{P}})^2}
\end{aligned}
\tag{5-2}
$$

式中，x，x_{P} 分别为炮检距和转换点，如图5–5中所示。式（5–1）可写成

$$
E_{\mathrm{PS}} = \frac{L_{\mathrm{P}} L_{\mathrm{S}}}{L_{\mathrm{P}}^4 + \gamma (L_{\mathrm{P}}^3 L_{\mathrm{S}} + L_{\mathrm{P}} L_{\mathrm{S}}^3) + \gamma^2 L_{\mathrm{S}}^4} \tag{5-3}
$$

式中，$\gamma = \sin\beta / \sin\alpha$，为纵波和横波速度比。这里只要将 x_{P} 确定，对不同偏移距的转换波资料，就可实现波前扩散补偿。一般采用 $1/\sqrt{E_{\mathrm{PS}}}$ 因子进行转换波的波前扩散补偿处理。

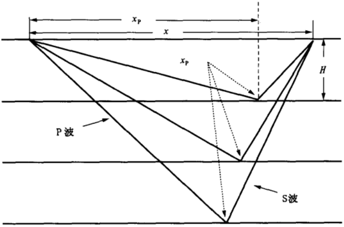


图5–5　转换波射线路径图，转换点 X_{P} 随深度变化

第四节　偏振分析和滤波

三分量地震记录，准确记录了地震波振动的质点运动轨迹。质点的运动轨迹可以用质点偏振的矢端图直观表现，还可以用定量分析方法进行偏振分析。特征值和特征向量技术是偏振分析最有效的方法之一，在该方法中，用正交三分量数据 [$S_X(t)$，$S_Y(t)$，$S_Z(t)$] 组成协方差矩阵：

$$
C_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{t=t_1}^{t=t_2} S_i(t)\ S_j(t) \tag{5-4}
$$

式中，下标 i,j 分别等于不同分量 (X,Y,Z)，N 为时窗内 $t_1 \sim t_2$ 之间的样点个数。C_{ij} 是一个 3×3 阶的实对称矩阵。采用特征值技术

$$C-\lambda I=0 \tag{5-5}$$

即可求解三个特征值 λ_1，λ_2 和 λ_3（$\lambda_1 \geqslant \lambda_2 \geqslant \lambda_3$），根据椭球率的定义，

主椭球率 $e_{21}=\sqrt{\dfrac{\lambda_2}{\lambda_1}}$

次椭球率 $e_{31}=\sqrt{\dfrac{\lambda_3}{\lambda_1}}$

于是有偏振系数 τ 的表达式

$$\tau=\sqrt{\frac{\left(1-e_{21}^2\right)^2+\left(1-e_{31}^2\right)^2+\left(e_{21}^2-e_{31}^2\right)^2}{2\left(1+e_{21}^2+e_{31}^2\right)^2}} \tag{5-6}$$

偏振系数 τ 介于 0 ~ 1 之间，当质点线性偏振时，偏振系数为 1，当质点作椭圆（球）偏振时，偏振系数为零。一般体波作线性偏振、面波等地滚波作椭圆（球）偏振。图 5−6 为合成两分量的记录，图 5−6a 是 Z 分量的记录，图 5−6b 是 X 分量的记录。用 10 ~ 65Hz 的子波生成纵波、横波的直达波（图中 P_D，S_D）和纵波、横波的反射波（P_R，S_R）；用 10 ~ 35Hz 的子波生成地滚波 G。选取合成记录中反射波的波至（P_R，S_R），或直达波的波至（P_D，S_D）进行质点偏振的矢端图分析，可以看出体波的质点偏振为线性偏振，其偏振系数达到 0.923（图 5−7a）；选取地滚波的同相轴（G）进行质点偏振的矢端图分析，可以看出面波类的质点偏振为椭圆偏振，偏振系数为 0.146（图 5−7b）。

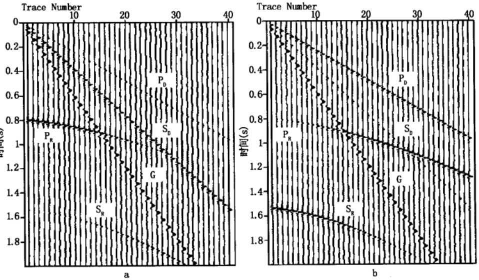


图 5−6　两分量合成记录

40 道记录，记录长度 2s，4ms 采样，道间距 50m

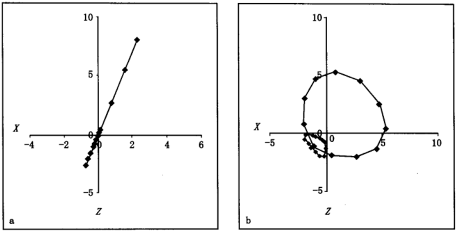


图 5-7　从图 5-6 选取同相轴的质点偏振矢端图

a—体波做线性偏振，偏振系数达 0.923；b—地滚波做椭圆偏振，偏振系数达 0.146

Benhama 等（1988）设计了具有偏振系数和空间方位滤波功能的偏振滤波器 F（t）：

$$F\ (t)=\tau^{p}(t)\cos^{q}\theta\ (t) \tag{5-7}$$

式中，$\tau(t)$ 是偏振系数，$\theta(t)$ 为质点偏振主方向与空间滤波方向之间的交角，并且都是时间 t 的函数。取不同的空间滤波方向，如 Z 方向，可构成通过 Z 分量的纵波，压制 X，Y 分量记录的横波和转换波的滤波器；如果选择 X 方向，则可构成压制纵波通过横波或转换波的滤波器。指数项 p，q 是一种权系数，一般取值范围在 1/2 ~ 1 之间。黄中玉等（1996）设计了一种由偏振系数和传递函数构成的偏振滤波器

$$F\ (t)=\tau^{p}(t)\ tr^{q}(t) \tag{5-8}$$

传递函数 $tr(t)$ 是两个传感器之比，根据滤波处理的需要，可以构建不同的传递函数，实现波场分离的目的。如我们构建一种压制横波、转换波和面波，保留通过纵波波场的滤波器，则传递函数可写为

$$tr\ (t)=\frac{C_{23}^{2}-(C_{22}-\lambda)\cdot(C_{33}-\lambda)}{C_{13}(C_{22}-\lambda)-C_{12}C_{23}} \tag{5-9}$$

式中，C_{ij} 是协方差矩阵中的某个元素，λ 为最大特征值。

在物理模型实验室中，用有机玻璃材料模拟地下界面。在模型顶面，采用纵波激发，三分量检波器观测的方式，记录下纵波、转换波以及面波的矢量波场。每炮记录 48 道，记录长度 1s，采样间隔 2 μs。其中 Z 分量的单炮记录如图 5-8a 所示，记录中含有纵波反射、转换波反射、面波和纵波及转

换波的多次波反射。图 5−8b 为空间方位偏振滤波器波场分离的效果，纵波反射保留通过滤波器，面波和转换波被压制消除。图 5−8c 为传递函数的偏振滤波器的波场分离效果，同样实现了压制面波和转换波，保留通过纵波的目的。

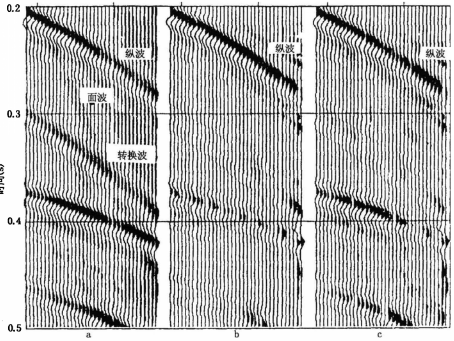


图 5−8　波场分离效果比较

a—Z 分量模型单炮记录，b—空间方位滤波器波场分离结果，c—传递函数滤波器波场分离结果

第五节　多分量资料的去噪技术

多分量地震资料，尤其是 PS 波资料，与 P 波资料相比，其干扰波发育，反射信号一般较弱，在叠前和叠后进行多分量地震资料的随机噪声和相干噪声的去噪处理，是提高多分量地震资料处理品质的重要手段。消除噪声的方法技术有很多种类，有 F—K 域的速度滤波、中值滤波、子波变换、F—X 域特征图像等。本节介绍目前依然是研究热点的两种去噪方法：F—X 域特征图像随机噪声去噪技术和 R—T 域相干噪声压制技术。

一、F—X 域特征图像随机噪声去噪技术

特征图像去噪法实质是把含噪声的信号数据通过奇异值（SVD）分解，

将数据映射到特征图像域中，与信号有关的特征图像只分布在前几个特征图像中，其余的全为噪音，用这种特征图像分离的方法，达到压制随机噪声的目的。由于实际地震信号与随机噪声在频率上的差异，在频率剖面上应用特征图像法更有利于有效信号与随机噪声区分，故采用 F—X 域特征图像去噪法。

设地震数据道数为 N，样点数为 M，首先对原始地震数据做时间域进行快速傅立叶变换（FFT），然后从其中抽取每个频率剖面 f_1，f_2，…，f_N，来构建矩阵 $\boldsymbol{A}$

$$\boldsymbol{A}=\begin{bmatrix} f_1, f_2, \cdots, f_{N-n+1} \\ f_2, f_3, \cdots, f_{N-n+2} \\ \cdots, \quad \cdots, \quad \cdots \\ f_n, f_{n+1}, \cdots, f_N \end{bmatrix} \tag{5-10}$$

使矩阵 A 的反对角元素相同。显然矩阵 A 的秩不会超过原始地震数据矩阵的秩，我们称这样的矩阵为 Hankel 矩阵。如果矩阵 A 的反对角元素不等，则需求平均，使它们最终相等；再作 SVD 特征图像滤波，最后再作反快速傅立叶变换（IFFT），完成 F—X 域的特征图像去噪处理。一个简单的计算流程见图 5−9。

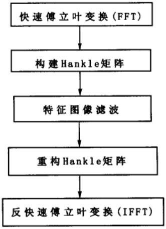


图 5−9　F—X 域特征图像去噪方法计算流程

图 5−10a 为 P 波动校后的一个 CDP 道集，道集中同相轴的连续性和信噪比都很差，很难对道集的动校效果进行评价。图 5−10b 为去随机噪声后的道集，去噪后道集上同相轴更清楚更连续，信噪比也明显提高。将去噪处理后的道集做反 NMO（动校正），重新做速度分析，可提高速度谱分析的质量，速度分析结果更可靠，从而提高剖面成像的处理质量。

图 5−11 是在叠偏资料中应用该去噪方法的效果对比，剖面为 SL 油田某工区 PS 波资料，图 5−11a 为输入的 PS 波偏移剖面，图 5−11b 为 F—X 域特征图像去噪后的剖面。可看出大部分随机干扰已消除，去噪后的同相轴更加清晰、尖锐，更加连续，表明 F—X 域特征图像滤波法除去随机干扰的效果明显，为 PS 波解释提供更可靠的资料。

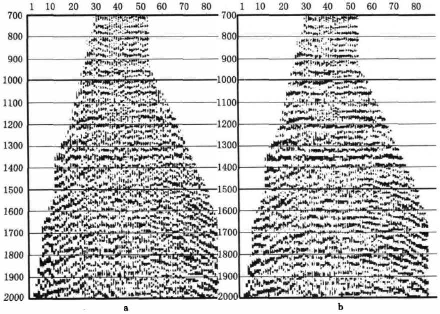


图 5—10　原始 CDP 道集剖面（a）及 F—X 域特征图像法滤波剖面（b）

F—X 特征图像法去噪后，道集上的同相轴更清楚更连续

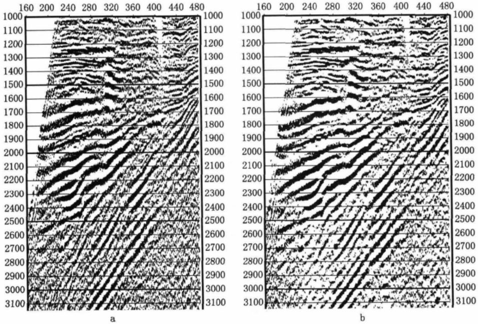


图 5—11　PS 波原始剖面（a）及 PS 波 F—X 域特征图像滤波剖面（b）

大部分随机干扰已消除，信噪比明显改善

二、R—T 域相干噪声去噪技术

RT 变换是将地震数据从 X—T 域变换到 R—T 域，即将波场从空间—时间域变换到视速度—时间域的波场，然后根据地震波速度与波长特征，应用带通滤波器就能滤除线性干扰（Henley，1999）。在地震剖面中的相干噪声如直达波、折射波和面波等都具有线性或近似线性相关性，所以可以通过灵活选取 RT 变换原点，分步去除各种线性相关类型的噪声。

R—T 域变换将地震数据从 $S(x, t)$ 波场（x 为偏移距，t 为双程旅行时）映射到新的波场 $S'(v, t')$（v 为视速度，t' 为平移了的双程旅行时），S' 是射线个数或视速度的函数。R—T 域正、反变换的定义为

R—T 域正变换：$R\{S(x,t)\}=S'(v,t')$

R—T 域反变换：$R'\{S'(v,t')\}=S(x,t)$

其中，$t'=t-t_0$，$v=(x-x_0)/(t-t_0)$，(x_0, t_0) 为 R—T 域变换原点坐标。图 5−12 为 R—T 域变换的示意图，当射线平行穿过波前面或与之夹角很小时（如射线 1、2），在 R—T 域该波形的延续时间变长，频率就会降低；当射线与波前面的夹角比较大时，在 R—T 域该波形延续时间变化很小，频率几乎不变（如射线 4、5）。因而，仅用带通滤波器就可以把反射波与直达波完全分离，达到去噪的目的。这就是 R—T 域滤波去相关噪声的原理。

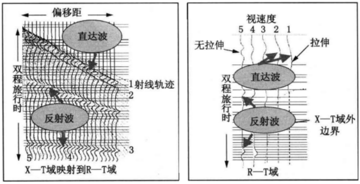


图 5−12　单炮记录的 R—T 域变换示意图

图 5−13 是来自 ZY 油田多分量地震勘探 Z 分量的应用实例，分析在 R—T 域的滤波效果。图 5−13a 是原始记录变换到 R—T 域的剖面，图 5−13b 是对应的 R—T 域滤波剖面。从图中可见，初至波消除的非常干净，面波滤除的也比较彻底，在 3000ms 之前的反射波双曲线都能被追踪到，图中的一些反向散射干扰也被去除了一部分。

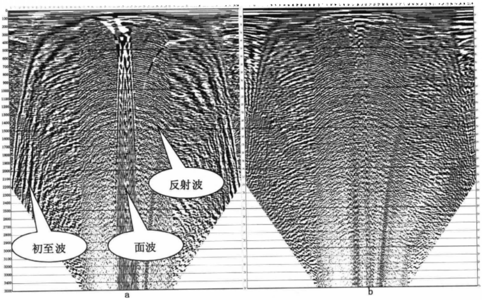


图 5-13　Z 分量原始 R—T 域剖面（a）及滤波后的 R—T 域剖面（b）

反射波保留，面波和初至波滤除

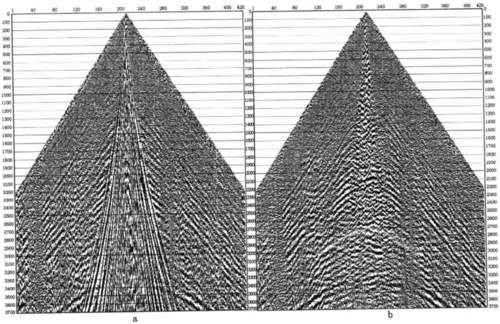


图 5-14　去噪前的 X 分量炮记录（a）及去噪后的 X 分量炮记录（b）

面波消除的很干净，有效波突出

图 5−14 是 ZY 多分量地震勘探的 X 分量的应用效果实例。图 5−14a 为去噪前的 X 分量炮集记录，面波发育较强，有效波淹没在面波区域内。图 5−6b 是去噪后的 X 分量炮记录，面波消除的很干净，有效波突出，初至波也得到相应的压制，关键的是有效波没有受到损失，保幅性能好。图 5−15 是用不同滤波方法处理得到的 P 波叠加剖面。从图中可以看出，浅层斜干扰（初至波干扰）在 R—T 域滤波剖面几乎被完全消除，深层一些倾斜干扰（来自面波干扰）大多数也被去除，有效波同相轴更连续。

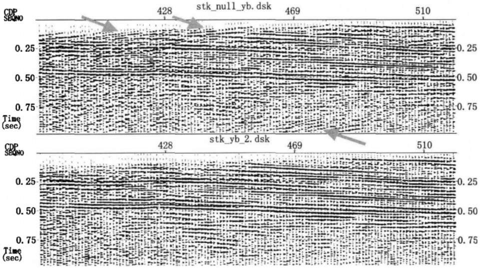


图 5−15　纵波资料带通滤波叠加剖面（上图）与 R—T 域滤波叠加剖面（下图）对比

浅层斜干扰（初至波干扰，箭头指示）在 R—T 域滤波剖面几乎完全消除，深层一些倾斜干扰（可能来自面波干扰，箭头指示）大多数也被去除

第六节　转换波静校正技术

由于横波速度在风化带变化剧烈，纵横波速度比在风化带可达到 2 ～ 10。横波静校正量比纵波大的多。转换波资料从炮点下行纵波，到达反射界面后转换为横波，上行至检波点。由于在检波点是横波的静校正量，因此转换波静校正问题一直是多分量资料处理的一个重要环节和难题。

转换波（PS）静校正量的计算，可以分别计算炮点和检波点的校正量。炮点静校正量的计算方法用常规静校正技术，在这里不重复赘述。检波点的静校正量计算关键在如何估算风化带的 S 波的速度。在野外可以采用 S 波小

折射勘探或微测井测量的方法，得到风化带S波速度的结构。此外，利用三分量地震资料记录的S波折射资料，也可以获得风化带的S波速度分布。图5−16是P波、S波在风化带产生折射波以及瑞利波的传播路径图。震源在炮点（Source）处激发P波，除了向下传播P波外，在地表覆盖层和风化层之间，存在一个明显的波阻抗界面，在一定的入射角条件下，P波自然会转换为较强的S波，并向下传播。当下行的P波和S波到达折射面时，在折射面以各自的界面速度滑行，再以各自的风化带速度向上传播，直至到达三分量检波器。瑞利波在地表做椭圆偏振向前传播。这种资料在三分量地震资料中普遍存在。图5−17为Z分量和X分量的炮集记录。P波的折射波在Z分量中十分明显，S波的折射波在X分量上更强，瑞利波在两个分量上都发育。根据折射静校正方法，很容易得到S波折射静校正的解决方案。从炮点i到检波点j，按一定宽度x，将这段炮检距分为若干块，组成S波折射旅行时的表达式

$$t_{ij}=f(s_k,\ s'_k)=\frac{s_i(h_i-h_\tau)}{\cos\theta_i}+\frac{s_j h_j}{\cos\theta_j}+s'_i(x/2-(h_i-h_\tau)\tan\theta_i)+s'_j(x/2-h_j\tan\theta_j)+\sum_{n=i+1}^{j-1}xs'_n \tag{5-11}$$

式中，h_i，h_j和h_τ分别是炮点、检波点的高程和井深。$s=1/v_s$为风化层横波速度的慢度，$s'=1/v'_s$为折射层横波速度的慢度。θ是临界角=arcsin（v_s/v'_s）。x是分块的宽度，一般为道间距。考虑P波到S波的转换发生在震源点附近，可以将深度修正项h_τ忽略不计，图5−16的传播路径被认为是纯横波的折射路径。

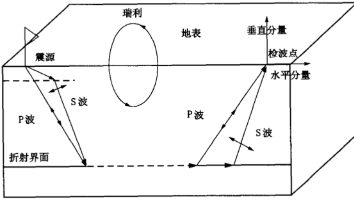


图5−16　P波和S波的折射波以及瑞利波的传播路径图

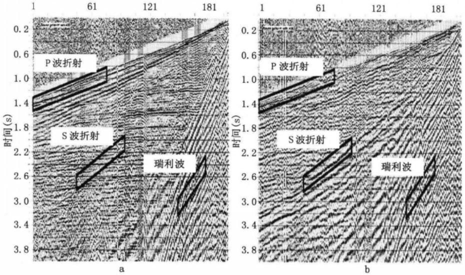


图 5-17　Z分量（a）和X分量（b）的炮集记录

P波折射在Z分量中十分明显，S波折射在X分量上更强

计算的S波折射旅行时 τ_{ij} 和实际观测的S波折射旅行时（在增强折射波信号处理的炮集记录上，拾取S波折射初至波，得到S波折射旅行时 t_{ij}，如图5-18所示）之残差向量 ΔT_{ij} 可写为

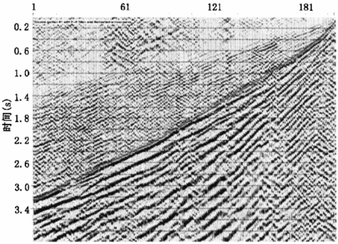


图 5-18　S波折射增强处理的X分量炮集记录

$$\Delta T_{ij}=\tau_{ij}-t_{ij}=f(s_k+\Delta s_k,\ s'_k+\Delta s'_k)-f(s_k,\ s'_k)=f(\Delta s_k,\ \Delta s'_k) \quad (5-12)$$

式中，Δs_k，$\Delta s'_k$ 是未知的慢度摄动量，k= 偏移距 /x。对式（5−12）做最小平方最优化处理，得慢度最优化目标函数

$$
\begin{aligned}
&J=\sum_{i=1}^{m}\sum_{j=i+k}^{i+k+n-1}[t_{ij}-\tau_{ij}]^2\\
&\frac{\partial J}{\partial s}=0\\
&\frac{\partial J}{\partial s'}=0
\end{aligned}
\tag{5-13}
$$

式中，m 等于震源点个数，n 等于检波点个数。在目标函数对慢度最小平方最优化过程中，形成系数矩阵（雅可比矩阵）$\boldsymbol{A}$，非线性问题化为线性问题的计算：

$$
\boldsymbol{A}\Delta s=\Delta T \tag{5-14}
$$

式（5−14）是超定方程组，方程可能是病态方程。一旦给定初始猜测慢度模型，做 S 波折射波的正演追踪，计算旅行时与真实旅行时的残差 $\Delta\boldsymbol{T}$ 以及雅可比矩阵 $\boldsymbol{A}$，用奇异值分解或其他解超定方程方法，求解慢度摄动量 $\Delta\boldsymbol{s}$，

$$
\Delta\boldsymbol{s}=A^{+}\Delta\boldsymbol{T} \tag{5-15}
$$

用慢度摄动量 $\Delta\boldsymbol{s}$ 修改初始慢度模型，重复 S 波折射波的正演追踪和慢度摄动量的求解，上述过程反复迭代，直至残差或摄动量达到一定误差或精度范围内，停止迭代。满足折射 S 波的速度场模型在迭代过程中建立，为 PS 波静校正提供 S 波速度模型。

PS 波风化层的静校正计算就可以写成

$$
\Delta t=\Delta t_i+\Delta t_j=\frac{z_i}{v_{\mathrm{P}i}}+\frac{z_j}{v_{\mathrm{S}j}} \tag{5-16}
$$

式中，z_i，z_j 分别为炮点和检波点处的风化层厚度，$v_{\mathrm{P}i}$、$v_{\mathrm{S}j}$ 分别为炮点和检波点处风化层纵横波速度，Δt_i，Δt_j 分别为炮点和检波点处风化层的校正量。

图 5−19 和图 5−20 是利用 S 波折射波资料，建立风化层 S 波速度场模型。对 PS 波资料，分别进行炮点和检波点静校正的应用实例。图 5−19 为 PS 波原始叠加剖面，没有考虑静校正问题，波组横向不连续，能量不聚焦，起伏明显。图 5−20 考虑了 PS 波风化层静校正的叠加剖面。PS 波组的能量增强，连续性改善。

PS 波资料在常规野外静校正处理后，仍然遗留下较大剩余静校正量，这种较大剩余静校正量，必须采用适合较大剩余静校正量的方法进行 PS 波的剩余静校正处理。

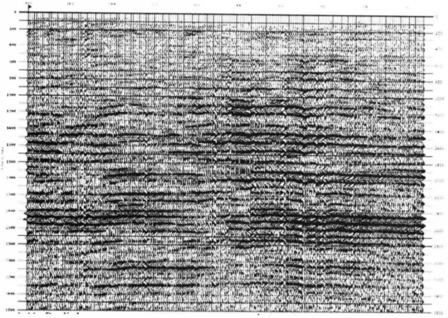


图 5-19　PS 波原始叠加剖面

没有考虑静校正问题，波组横向不连续，能量不聚焦，横向起伏变化明显

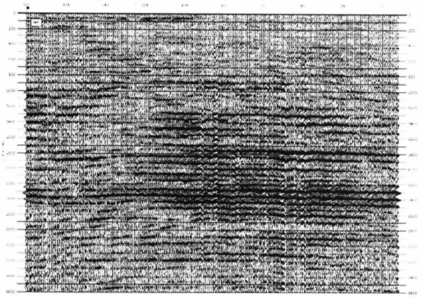


图 5-20　加静校正的 PS 波叠加剖面

波组横向连续性明显改善，能量增强

第七节　转换波 CCP 道集和速度分析技术

在水平均匀各向同性介质的条件下，P 波从震源出发，到达反射界面，除了产生反射和透射 P 波外，在适当的入射角进入界面后，还会由 P 波转换成较强的反射和透射 S 波。反射 S 波上行至接收点 R，形成 PS 波勘探的射线路径。其中转换点 X_p 的位置不在共中心点（CMP），而且随深度变化，转换点位置 X_p 不在同一条垂直线上。随着界面深度的增加，转换点 X_p 逐渐逼近渐进线 $X/(1+\gamma)$，如图 5–5 所示。其中 X 是炮检距，γ 是速度比，在这里 $\gamma=V_S/V_P$。X_P 的一般表达式示为

$$X_P\sqrt{h^2+(X-X_P)^2}-\gamma(X-X_P)\sqrt{h^2+X_P{}^2}=0 \tag{5-17}$$

式中，各变量的含义如图 5–5，对式（5–17），用数值解方法求解 X_P，就可以得精度较高的数值解。对不同时间求解，得到一道记录在不同时间上的所有转换点位置。为了简化计算 X_P 的方法，许多学者提出 X_p 的近似公式，Tessmer(1988)、马在田（1996）、Thomsen（1999）等给出不同的近似表达式，但式（5–17）的数值解完全可以解决大偏移距条件下 PS 波转换点的计算问题。

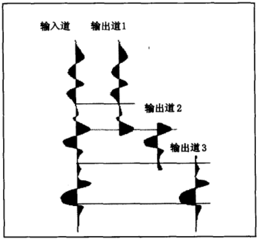


图 5–21　计算 CCP 位置，按 CDP 的空间位置分段输出多道记录

为了能与纵波剖面在空间位置上对比，还是要按 CDP 的空间位置，将 X_p 满足某个 CDP 号的分段转换波记录输出（归位）到相应的 CDP 道集中，形成转换波的共转换点道集（CCP），如图 5–21 所示。输入道是一道记录，输出道有多道分段记录，这些记录是按 CDP 的空间位置分散到各个道集，这个道集不同于 CDP 道集，称之为 CCP 道集。

还有一种较为流行的抽 CCP 道集的方法，即选用一个固定的 γ 值，按渐近线公式抽 ACCP 道集。

根据式（5–17）和分段抽 CCP 道集的思想，我们得到 SL 油田某工区 PS 波资料的 CCP 道集（加切除和 NMO 处理），如图 5–22 所示。在 CCP 道集中我们看到一些明显的空白道，这是因为当各分段的记录按照 CDP 空间位置归位时，由于速度横向变化不均匀，使得转换点在空间上不能连续分布，这是该方法的最大特征，也是一种视觉上的缺陷，但并

不影响其速度分析和动校正（NMO）等后续的处理。

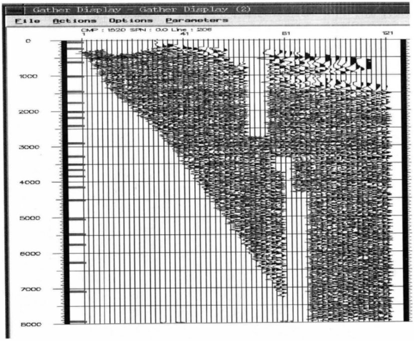


图 5–22　实际资料 PS 波 NMO 后的 CCP 道集

图 5–23 为 PS 波渐近线道集（ACCP），道集内没有分段抽道处理后留下的空白带，道数分布均匀。

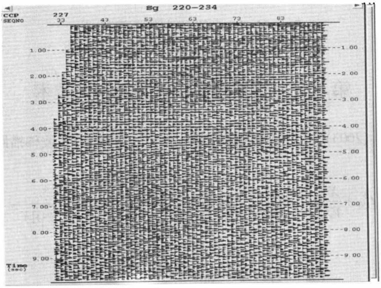


图 5–23　实际资料 PS 波 NMO 后的 ACCP 道集

有了转换波资料的共CCP或ACCP道集，速度分析就变的简单了。利用常规的速度分析软件，如一些商业软件，就可以进行转换波的速度谱分析（图5−24）。这时从速度谱上拾取的相关系数能量团对应着转换波的叠加速度，它既不是P波速度，也不是S波速度，实际上是PS波（转换波）的等效速度，或称之为C波速度（V_C）。

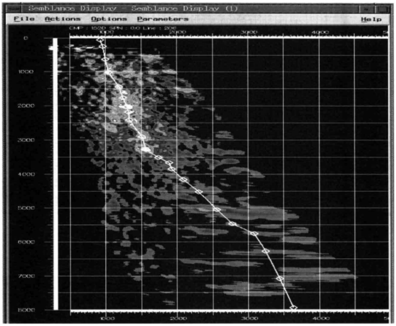


图5−24　PS波实际资料的速度谱分析

第八节　转换波各向异性NMO技术

李向阳（2003）针对层状VTI介质，提出一种满足PS波传播路径的时距曲线公式：

$$t_C^2 = t_{C0}^2 + \frac{X^2}{V_{Cn}^2} - \frac{(\gamma_{iso}-1)}{\gamma_{iso}V_{Cn}^2} \frac{[\gamma_{iso}-1+8\chi_{eff}/(\gamma_{iso}^2-1)]X^4}{4t_{C0}^2V_{Cn}^2+[\gamma_{iso}-1+8\chi_{eff}/(\gamma_{iso}^2-1)]X^2} \tag{5−18}$$

其中

$$\gamma_{iso} = V_{Pn}^2/V_{Cn}^2 = \gamma_{eff}(1+\gamma_0)/(1+\gamma_{eff}) \tag{5−19}$$

且

$$\gamma_{\text{eff}}=\gamma_n^2/\gamma_0,\quad \gamma_n=V_{\text{P}n}/V_{\text{S}n}\gamma_0=V_{\text{P0}}/V_{\text{S0}} \tag{5-20}$$

式中，t_{C} 为偏移距 X 处的 PS 波旅行时，t_{C0} 为零偏移距 PS 波双程旅行时，$V_{\text{P}n}$、$V_{\text{S}n}$、和 $V_{\text{C}n}$ 分别为 P 波、S 波和 PS 波（或 C 波）的叠加速度，V_{P0}、V_{S0} 分别是 P 波和 S 波垂直速度，χ_{eff}是 PS 波各向异性参数。当χ_{eff}等于零时，式（5−18）变成 PS 波各向同性旅行时公式

$$t_{\text{C}}^2=t_{\text{C0}}^2+\frac{X^2}{V_{\text{C}n}^2}-\frac{(\gamma_{\text{iso}}-1)}{\gamma_{\text{iso}}V_{\text{C}n}^2}\frac{(\gamma_{\text{iso}}-1)X^4}{4t_{\text{C0}}^2V_{\text{C}n}^2+(\gamma_{\text{iso}}-1)X^2} \tag{5-21}$$

式中，$V_{\text{C}n}$ 控制了 PS 波的双曲线部分，γ_{iso} 控制 PS 波的非双曲线部分，而 χ_{eff} 控制 PS 波的各向异性。式（5−18）是 PS 波的一个标准化的 NMO 处理公式，在 $X/Z<2.0$ 的条件下公式是精确的。

利用式（5−18），可以实现转换波的各向异性 NMO 处理，其中各项参数基本可以通过对 PS 波资料分析进行参数估算。用满足双曲线关系的小偏移距 PS 波资料进行速度分析，就可以确定 PS 波的叠加速度 $V_{\text{C}n}$；用非双曲线的中远偏移距 PS 波资料，进行γ_{eff}参数的分析，确定有效速度比参数，并换算成γ_{iso}；用远偏移距 PS 波资料（$X/Z<2.7$），进行χ_{eff}参数的分析，获得 PS 波的各向异性参数χ_{eff}。只有γ_0需要通过对 P 波和 PS 波叠加剖面对比解释，估算一个粗略的γ_0参数，就可以进行 PS 波的各向异性和各向同性统一的 NMO 处理。图 5−25a 为 PS 波资料的各向同性 NMO 叠加剖面，图 5−25b 为 PS 波资料的各向异性 NMO 叠加剖面。各向异性 NMO 的叠加剖面的浅层水平界面和深部倾斜界面信噪比提高，反射层位突出，改善效果十分明显。

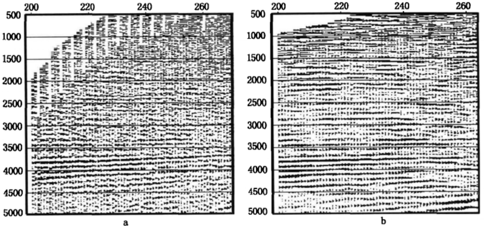


图 5−25　转换波波各向同性 NMO（a）和各向异性 NMO（b）处理的叠加剖面

第九节　纵波各向异性NMO技术

Alkhalifah和Tsvankin（1995）提出VTI介质的P波各向异性时距公式，它比各向同性的P波时距公式多了一项，这一项包含了各向异性参数 η

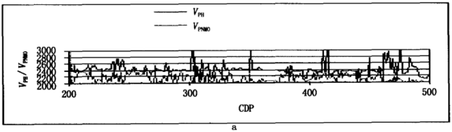
$$t^2 = {t_0}^2 + \frac{X^2}{{V_{\text{PNMO}}}^2} - \frac{2\eta X^4}{{V_{\text{PNMO}}}^2[{t_0}^2{V_{\text{PNMO}}}^2 + (1+2\eta)X^2]} \tag{5-22}$$

式中，t对应偏移距X处的P波旅行时，t_0对应零偏移距的双程旅行时。其中 η 与 V_{PNMO}（P波的叠加速度）和 V_{PH}（P波的水平速度）有关。利用参数 η 与速度的关系式

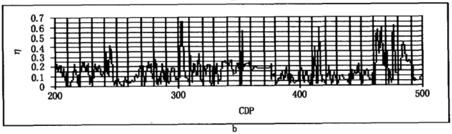
$$\eta = ({V_{\text{PH}}}^2/{V_{\text{PNMO}}}^2 - 1)/2 \tag{5-23}$$

对P波资料进行叠加速度 V_{PNMO} 和水平速度 V_{PH} 的双参数速度扫描分析，就可以得到关于 η 的解。

图5–26a有两条曲线，其中实曲线是纵波水平速度 V_{PH}，虚曲线是纵波动校速度 V_{PNMO}。可以看出，速度曲线 V_{PH} 的数值始终比速度曲线 V_{PNMO} 大，从原理部分可知 $V_{\text{PH}}>V_{\text{PNMO}}>V_0$。这是因为，在VTI介质中，沿水平方向的速度总是大于任何方向的速度。图5–26b显示了各向异性参数 η 的曲线，η 曲线上的大部分值分布在0～0.2之间。曲线上一些大于0.3的异常点，对照输入剖面分析，是信噪比过低引起的异常点，在资料处理中剔除异常值，完成P波的各向异性和各向同性NMO的处理。



a



b

图5–26　沿测线纵波各向异性参数估算的结果

a—V_{PH} 和 V_{PNMO}，$V_{\text{PH}}>V_{\text{PNMO}}$；b—各向异性参数 η，曲线上的大部分值分布在0～0.2之间

有了 V_{PNMO} 和 η 就可以进行纵波各向异性的NMO处理。在VTI介质明显影响纵波成像效果的资料中，带有各向异性参数 η 的纵波NMO校正，能够改善成像效果。图5-27是ZY油田2D测线纵波资料各向同性NMO（左）和各向异性NMO（右）处理后的叠加剖面，由于增加了时间修正项，使远道的不满足双曲线关系的同相轴得到动校拉平，实现了同相叠加，最终各向异性NMO处理的叠加剖面在总体上强于各向同性的处理效果。

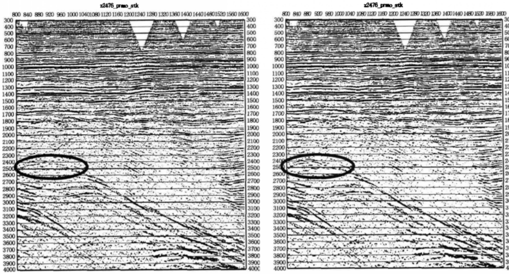


图5-27　ZY油田纵波各向同性NMO（左）和各向异性NMO（右）处理的叠加剖面
各向异性处理的叠加剖面在总体上强于各向同性（椭圆框中明显可见）

在VTI介质中，地震速度明显表现出方位各向异性的特点，P波和PS波的时距公式不满足于各向同性介质的双曲线形式，因此需要提出适应各向异性介质的地震波时距曲线公式，式（5-18）和式（5-22）逼近了VTI介质中地震波的传播规律，利用这些基本公式，能够改善和提高实际资料处理的质量。

第十节　转换波叠前时间偏移技术

由于转换波的零偏移距的反射系数在各向同性介质中表现为零，所以关于PS波叠后偏移的专项技术没有太多的发展，一般的做法是将叠后PS波资料等

效为具有 V_C 速度的单一波场的 C 波，用常规 P 波叠后偏移方法，就可以进行 PS 波的叠后偏移处理。虽然处理效果依然能够达到绕射波收敛、反射层归位的目的，但从成像条件的原理分析，PS 波的叠后偏移处理不是一个令人满意的处理方法。叠前偏移技术能够对上行和下行波场分开处理，因此依照 PP 波的偏移方法，将下行波作为 P 波，上行波作为 S 波分别处理，就可以实现对 PS 波资料的叠前时间或深度偏移处理。

克希霍夫叠前时间偏移算法，就是对地震波场的振幅沿绕射曲线进行加权求和的过程，用积分表达式可写成（Huangchang Dai，2001）

$$I(\tau,y,h)=\int W(\tau,y,b,h)\frac{\partial}{\partial t}u(\tau=t_C,y,b,h)\mathrm{d}b \tag{5-24}$$

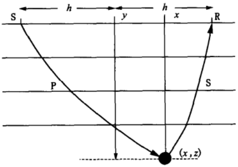


图 5-28　层状介质地震波的绕射示意图

式中，h 是二分之一的炮检距；y 是共中心点坐标；x 为绕射成像点坐标；$b=x-y$，是绕射成像点偏离中心点的距离；W 是加权函数，I 是时间 τ 的成像结果，u 是输入地震波场（图 5-28）。在下行 P 波上行 P 波情况下，式（5-24）就是 PP 波的偏移公式。当下行 P 波上行 S 波时，式（5-24）就是 PS 波的偏移公式。考虑到 VTI 介质，当 τ 等于 PS 波各向异性绕射曲线 t_C 时，就可以得到各向异性介质的 PS 波克希霍夫叠前时间偏移公式，其中 t_C 可写为

$$t_C=\sqrt{\left(\frac{t_{C0}}{1+\gamma_0}\right)^2+\frac{(x+h)^2}{V_{PN}^2}-2\eta_{eff}\Delta t_P^2}+\sqrt{\left(\frac{\gamma_0 t_{C0}}{1+\gamma_0}\right)^2+\frac{(x-h)^2}{V_{SN}^2}+2\zeta_{eff}\Delta t_S^2} \tag{5-25}$$

在 $x/z \leqslant 2.5$ 时，公式具有较好的精度。式中 V_{PN}，V_{SN} 分别是纵波、横波的叠加速度，可以从 PS 波叠加速度 V_{CN} 导出

$$V_{PN}^2=V_{CN}^2\frac{\gamma_{eff}(1+\gamma_0)}{1+\gamma_{eff}}$$
$$V_{SN}^2=V_{CN}^2\frac{(1+\gamma_0)}{\gamma_0(1+\gamma_{eff})} \tag{5-26}$$

η_{eff}、ζ_{eff} 分别为 P 波、S 波各向异性参数，可以从 PS 波各向异性参数 χ_{eff} 中推导出：

$$\eta_{eff}=\frac{\chi_{eff}}{(\gamma_0-1)\gamma_{eff}^2}$$
$$\zeta_{eff}=\frac{\chi_{eff}}{\gamma_0-1} \tag{5-27}$$

Δt_P、Δt_S 分别是 P 波、S 波的层间时差

$$\Delta t_P^2=\frac{(x+h)^4}{V_{PN}^2[t_{C0}^2V_{PN}^2/(1+\gamma_0)^2+(1+2\eta_{eff})(x+h)^2}$$
$$\Delta t_S^2=\frac{(x-h)^4}{V_{SN}^2[t_{C0}^2V_{SN}^2\gamma_0/(1+\gamma_0)^2+(x-h)^2} \tag{5-28}$$

参数 t_{C0}、γ_0、γ_{eff}、V_{CN} 和 χ_{eff} 的意义和求取方法参见第八节，其中后三个参数完全可以从 PS 波资料中，用谱分析和参数扫描的方法进行估算。图 5-29 为 PS 波资料参数分析一个实例，图 5-29 从左至右，分别是 V_{CN} 的速度谱，γ_{eff}，γ_0，χ_{eff} 参数和动校正后的 ACCP 道集。

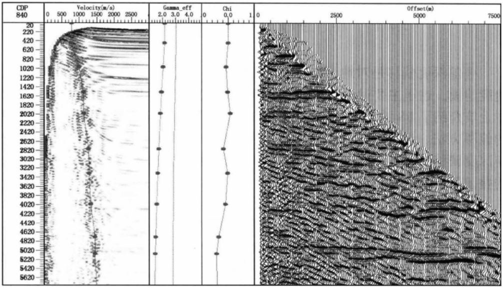


图 5-29 PS 波 γ_0，γ_{eff}，V_{CN} 和 χ_{eff} 参数分析

用上述速度比、速度和各向异性参数建模的方法，以及相应的计算公式，不难得到PS波的各向异性克希霍夫叠前时间偏移结果。图5−30为PS波各向异性克希霍夫叠前时间偏移剖面，构造顶部断层显示清晰，钻井位置和层位解释在图中标示，钻井结果证实了偏移成像的断层构造解释。

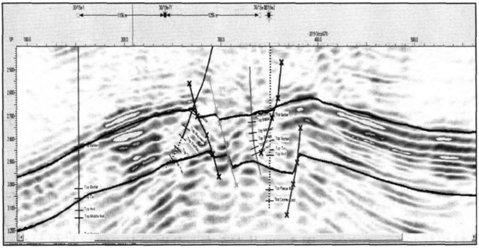


图5−30　PS波各向异性克希霍夫叠前时间偏移剖面

第十一节　转换波叠前深度偏移技术

叠前深度偏移是对地下构造精细成像的有效工具，它主要涉及偏移算法和速度建模。这里主要讨论偏移算法。偏移算法又分射线理论和波动理论两大类，在上节介绍了PS波的各向异性克希霍夫叠前时间偏移算法，这是基于射线理论的偏移方法。近年来波动方程偏移算法成为研究重点，本节对转换波资料的叠前深度偏移原理进行简单介绍。采用波动方程相移插值算法（PSPI）研究PS波的叠前深度偏移方法。

从二维标量波动方程出发，

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}=\frac{1}{V^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \tag{5-29}$$

式中，$P=P(x, z, t)$ 是压力波场，$V=(x, z)$ 是地层速度，x 是水平坐标，z 是深度。$P(x, z, t)$ 是有限函数，因此，可以写成二维Fourier表达形式

$$P(x,z,t)=\sum_{k_x}\sum_{\omega}P(k_x,z,\omega)e^{i(k_x-\omega t)} \tag{5-30}$$

频率波数域波场的延拓公式为

$$P(k_x,z+\Delta z,\omega)=P(k_x,z,\omega)\exp(ik_z\Delta z) \tag{5-31}$$

式中，Δz 为深度延拓步长，$\exp(ik_z\Delta z)$ 是相移因子，k_z 是频散关系。对于 P 波场，频散关系如下：

$$k_z=\pm\sqrt{\frac{\omega^2}{V^2}-k_x^2} \tag{5-32}$$

对于 PS 波场，频散关系为下行的 P 波和上行的 S 波频散

$$k_z=\sqrt{\frac{\omega^2}{V_P^2}-k_s^2}-\sqrt{\frac{\omega^2}{V_S^2}-k_g^2} \tag{5-33}$$

式中，V_P、V_S 分别为下行的 P 波速度和上行的 S 波速度，k_s，k_g 分别为炮点和检波点的波数。

延拓公式中相移因子与 k_z 有关，为了适应速度横向变化，用最大、最小参考速度 V_P，V_S 进行波场延拓，得到 $\widetilde{P}_{\min}(k_x,z+\Delta z,\omega)$，$\widetilde{P}_{\max}(k_x,z+\Delta z,\omega)$，再对这个波场做反傅氏变换，回到空间域，用 $P_{\min}(x,z+\Delta z,\omega)$，$P_{\max}(x,z+\Delta z,\omega)$ 波场插出速度场在 x 方向每个位置的波场值，这就是 PS 波波动方程的相移插值方法。

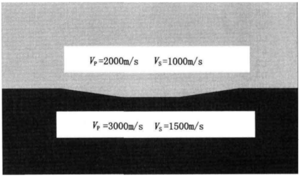


图 5–31　速度模型，纵横波速度比为 2.0

图 5–31 是已知的纵横波速度场，纵横波速度比为 2.0，设计反射界面深度 1000m，在反射界面中部有一个梯形槽口，两边倾斜界面的角度接近 39°，用 SUSYNLVCW 软件产生 100 炮的转换波记录，理论记录的局部波场见图 5–32。图 5–33 是转换波叠前深度偏移的剖面，速度用的是精确的速度场，偏移剖面与地质模型的形态、位置和深度等基本一致，较准确地反映了地质模型的构造形态。表明转换波叠前深度偏移方法的效果。

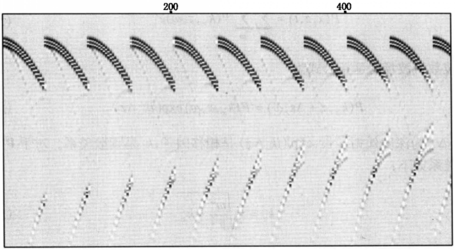


图 5-32　偏移距 50m，道间距 25m，炮间距 50m，每炮 50 道，共 100 炮的 PS 波记录（局部显示，引用科罗拉多矿院 SUSYNLVCW 程序）

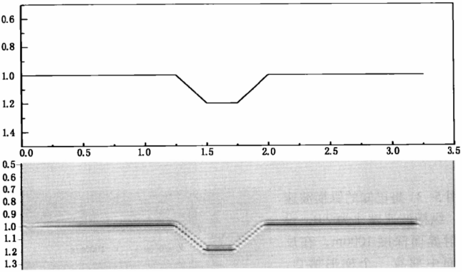


图 5-33　深度模型（上）和 PS 波叠前深度偏移的剖面（下），偏移结果与模型完全吻合

第六章　多分量地震属性反演

多分量勘探最重要的意义在于多分量资料提供了丰富的地震波运动学和动力学参数，而这些参数包含了地层岩性和油气信息。近年来多分量资料 AVO 分析、AVO 联合反演技术，不仅得到界面两侧介质物性参数的差异，而且还获得流体因子和碳氢指示参数，从而直接用于油气勘探。而从多分量 AVO 分析的密度剖面，可以进行油水界面划分。纵横波速度比是多分量勘探得到的最基本的、相互独立的参数。大量的实践证明，速度比可以对岩性进行很好地划分。纵横波振幅比在甄别 P 波剖面的真假“亮点”方面有着成功的勘探实例。纵横波的高频衰减和衰减比参数作为流体识别的有效手段得到关注。横波的分裂现象是检测裂缝发育的最可靠的依据，利用 PS 波的横波分裂资料，进行裂缝检测方法研究，寻找一种更加有效和直接的裂缝检测工具。

第一节　纵波和转换波 AVO 联合反演

叠前地震波属性提取可以克服因叠加效应产生的分辨率低、信息量少等弱点。因此，叠前多分量 AVO 联合反演和分析技术，可以从叠前地震道集中获得高精度和信息丰富的地震属性。当然相应的反演处理比较复杂，难度大，要求资料的信噪比更高。

Ozdemir 等用矩阵形式给出 P 波和 PS 波的振幅随偏移距变化的关系：

$$\begin{bmatrix} R_{\mathrm{PP}}(x,y,z,\theta) \\ R_{\mathrm{PS}}(x,y,z,\theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_I(x,y,z) \\ R_J(x,y,z) \\ R_\rho(x,y,z) \end{bmatrix} \tag{6-1}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} A_{11} &= 1+\tan^2\theta \\ A_{12} &= -8\gamma^2\sin^2\theta \\ A_{13} &= -(\tan^2\theta - 4\gamma^2\sin^2\theta) \\ A_{21} &= 0 \\ A_{22} &= 4(\gamma\sin^2\theta - \cos\theta\cos\phi)\tan\phi \\ A_{23} &= -(1/\gamma + 2\gamma\sin 2\theta - 2\cos\theta\cos\phi)\tan\phi \end{aligned}\right\} \tag{6-2}$$

式中，R_{PP} 是 P 波随偏移距变化的振幅；R_{PS} 是 PS 波随偏移距变化的振幅；R_I 是 P 波阻抗差；R_J 是 PS 波阻抗差；R_ρ 是密度；γ 是纵横波速度比；θ 是 P 波入射角；ϕ 是转换 S 波的反射角。

如果密度与波阻抗联系在一起，可以得到替代的关系式：

$$\begin{bmatrix} R_{PP}(x,y,z,\theta) \\ R_{PS}(x,y,z,\theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_I(x,y,z) \\ R_J(x,y,z) \end{bmatrix} \tag{6-3}$$

拉梅常数差（$\lambda_2-\lambda_1$）/（$\lambda_2+\lambda_1$）和（$\mu_2-\mu_1$）/（$\mu_2+\mu_1$），方程还可以写成：

$$\begin{bmatrix} R_{PP}(x,y,z,\theta) \\ R_{PS}(x,y,z,\theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_\lambda(x,y,z) \\ R_\mu(x,y,z) \\ R_\rho(x,y,z) \end{bmatrix} \tag{6-4}$$

将 PP 波和 PS 波资料，抽成不同入射角内的道集，如 0 ～ 10°、10° ～ 20° 和 20° ～ 30° 的入射角道集，用叠前深度偏移方法，将各角度道集的资料进行偏移，部分叠加，形成高信噪比的、具有三种不同入射角的、同深度的 PP 波和 PS 波的反射振幅数据 R_{PP}（x，y，z，θ），R_{PS}（x，y，z，θ）。应用式（6–1）的矩阵形式和式（6–2）的系数计算，建立 PP 波和 PS 波反射振幅与波组抗和密度的关系矩阵，利用广义逆求解线性最小二乘问题，得到最小二乘问题的解，从而得到联合反演的剖面 R_X（x，y，z）。其中 $X=I$，J，ρ，λ，μ。图 6–1 为联

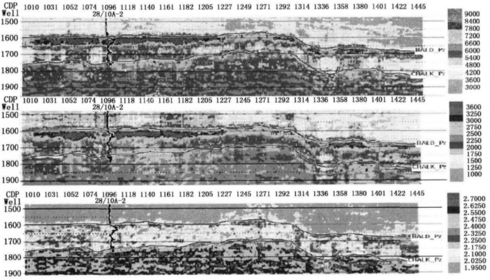


图 6–1　PP 波和 PS 波 AVO 联合反演的 P 波阻抗差（上）、S 波阻抗差（中）、密度差剖面（下）

合反演的 P 波、S 波阻抗差和密度差剖面。对应的钻井资料插入剖面相应的位置。图 6−1 顶是 P 波的波组抗差剖面，图 6−1 中是 S 波的波组抗差剖面，对应的井资料插在剖面的井位置上，估算的声波阻抗与井资料表现出相当好的一致性。图 6−1 底是联合反演的密度差剖面。密度剖面的精度还不能直接用于资料解释，估算精度对纵横波速度比非常敏感，受速度比控制，需要对速度比的先验知识有更准确的了解。

图 6−2 为北海 4 分量数据反演的密度剖面，图中纵向轴表示时间（s），井位下的黑色曲线是密度测井曲线，与 PP 波和 PS 波联合反演的密度剖面吻合的很好，表现出联合反演方法的技术潜力和良好的应用前景。

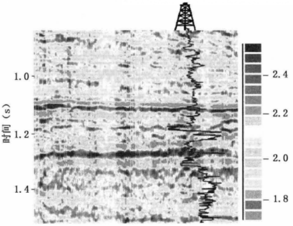


图 6−2　PP 波和 PS 波联合反演密度剖面，与密度测井资料吻合

第二节　纵波和转换波 AVO 分析技术

一、纵波 AVO 分析技术

Shuey（1985）对 Zoeppritz 方程简化，得到 P 波反射系数与入射角的关系：

$$R(\theta) \approx P + G\sin^2\theta + C\sin^2\theta \cdot \mathrm{tg}^2\theta \tag{6-5}$$

当 $\theta < 30^\circ$

$$R(\theta) \approx P + G\sin^2\theta \tag{6-6}$$

式中，P 和 G 分别是线性拟合式的截距和斜率。截距 P 表示法线入射时的反射振幅，即纵波；斜率 G 代表反射振幅随偏移距的变化率，即梯度。根据 P 和 G 的不同组合，产生 AVO 的多种属性。如 $P+G$ 得到拟泊松比 / 流体因子；

$P-G$ 得到 S 波反射剖面；$P\cdot G$ 得碳氢指示剖面。

（1）P 波反射剖面，R_P 就是截距剖面：

$$R_P = P = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta V_P}{V_P} + \frac{\Delta\rho}{\rho}\right) \tag{6-7}$$

（2）S 波反射剖面 R_S：

$$R_S \approx \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta V_S}{V_S} + \frac{\Delta\rho}{\rho}\right) = \frac{1}{10}\left[\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 + 1\right]P - \frac{1}{8}\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 G \tag{6-8}$$

当$\frac{V_P}{V_S} = 2$时，$R_S \approx \frac{1}{2}(P-G)$。

（3）R_P–R_S 剖面：

$$R_P - P_S = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta V_P}{V_P} - \frac{\Delta V_S}{V_S}\right) = \frac{1}{10}\left[9 - \left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2\right]P + \frac{1}{8}\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 G \tag{6-9}$$

当 $\frac{V_P}{V_S} = 2$ 时，

$$R_P - R_S \approx \frac{1}{2}(P+G) \tag{6-10}$$

（4）流体因子 ΔF：

$$\Delta F = \frac{\Delta V_P}{V_P} - K\frac{V_S}{V_P}\cdot\frac{\Delta V_S}{V_S};$$

当 K=1.16 时，$\frac{V_P}{V_S}$=2

$$\Delta F = 1.252P + 0.58G \tag{6-11}$$

二、转换波 AVO 分析技术

Aki&Richard（1980）简化 Zoeppritz 方程，得到 PS 波反射系数关于入射角的关系：

$$R_{PS}(\theta,\varphi)\approx\frac{-\alpha\tan\varphi}{2\beta}$$

$$\left[\left(1-\frac{2\beta^2}{\alpha^2}\sin^2\theta+\frac{2\beta}{\alpha}\cos\theta\cos\varphi\right)\frac{\Delta\rho}{\rho}-\left(\frac{4\beta^2}{\alpha^2}\sin^2\theta-\frac{4\beta}{\alpha}\cos\theta\cos\varphi\right)\frac{\Delta\beta}{\beta}\right] \tag{6-12}$$

式中，α，β，ρ 分别是 P 波、S 波平均速度及介质密度；$\Delta\alpha$，$\Delta\beta$，$\Delta\rho$ 是它们在界面上的差值。θ，φ 分别是 P 波平均入射角和 S 波的平均反射角。通过三点假设：

（1）$\frac{\sin\theta}{\alpha}=\frac{\sin\varphi}{\beta}$；

（2）$\frac{1}{\cos\varphi}\approx 1+\frac{1}{2}\sin^2\varphi$；

（3）舍去含 Δ 的二阶及更高阶项，只保留一阶含 Δ 项。

从而把 Aki&Richard 的公式（6−7）简化成为仅由 Sin θ 的一次项和三次项构成的形式：

$$R_{PS}=A\sin\theta+B\sin^3\theta \tag{6-13}$$

其中

$$A=-\frac{1}{2}(1+2\frac{\beta}{\alpha})\frac{\Delta\rho}{\rho}-2\frac{\beta}{\alpha}\frac{\Delta\beta}{\beta} \tag{6-14}$$

$$B=\frac{1}{2}\frac{\beta}{\alpha}(1+\frac{3}{2}\frac{\beta}{\alpha})\frac{\Delta\rho}{\rho}+2\frac{\beta}{\alpha}(\frac{1}{2}+\frac{\beta}{\alpha})\frac{\Delta\beta}{\beta} \tag{6-15}$$

令 $\frac{\beta}{\alpha}=\frac{1}{2}$ 代入 A，B 得

$$A=-\frac{\Delta\rho}{\rho}-\frac{\Delta\beta}{\beta}=-(\frac{\Delta\rho}{\rho}+\frac{\Delta\beta}{\beta})=-\Delta[\ln(\rho\beta)] \tag{6-16}$$

$$B=\frac{7}{16}\frac{\Delta\rho}{\rho}+\frac{\Delta\beta}{\beta} \tag{6-17}$$

A 和 B 的不同组合，就生成了横波速度差、密度差及相应的横波阻抗剖面。

$$
\left.\begin{aligned}
\frac{\Delta\beta}{\beta} &= \frac{7}{9}A + \frac{16}{9}B \\
\frac{\Delta\rho}{\rho} &= -\frac{16}{9}(A+B) \\
\frac{\Delta Z}{Z} &= \frac{\Delta\beta}{\beta}\frac{\Delta\rho}{\rho}
\end{aligned}\right\} \tag{6-18}
$$

称$\frac{\Delta\beta}{\beta}$为横波速度的相对变化，$\frac{\Delta\rho}{\rho}$为密度相对变化，$\frac{\Delta Z}{Z}$为横波阻抗相对变化。

图 6-3 为 ZY247 线转换波 AVO 的密度剖面。在低密度区域内，转换波表现出振幅能量强、频率低的特点（图中方框所示）。

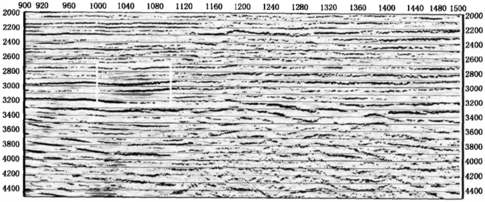


图 6-3　ZY247 线转换波 AVO 的密度剖面

第三节　纵横波速度比

纵波和横波速度比在岩性勘探和油气预测中发挥着重要的作用。速度比计算分两类，一类是纵横波速度比γ_V，另一类是层间时差速度比γ_T。计算方法为

$$\gamma_V = V_P/V_S \tag{6-19}$$

$$\gamma_T = \Delta t_{S0}/\Delta t_{P0} \tag{6-20}$$

式中，V_P、V_S为目的层的纵波、横波速度，Δt_{P0}、Δt_{P0}为纵波、横波在目的层层间传播时差。如果用转换波剖面的层间时差Δt_{PS0}和纵波剖面层间时差求时差速度比，则有

$$\gamma_T = \frac{2\Delta t_{PS\,0}}{\Delta t_{P\,0}} - 1 \tag{6-21}$$

当地层含流体时，由于流体仅改变 P 波速度而不影响 S 波速度，因此速度比的纵横向变化就反映了地层含流体的变化，而岩石的纵横波速度大小具有一定的规律性，速度比的纵横向变化也能够用于区分岩性。

两类速度比略有差异，纵横波速度比是在速度分析的基础上求出的，而速度分析又是针对非零偏移距地震道进行的，因此速度分析所求的速度主要反映在水平方向的变化，而地震剖面上的时间差则主要反映垂直方向的速度变化。

速度比还可以换算为岩石的泊松比参数，泊松比更能直接反映岩石的性质，换算公式为：

$$\sigma = \frac{\gamma^2 - 2}{2(\gamma^2 - 1)} \tag{6-22}$$

速度比和泊松比是相关的、互相非独立的参数，在应用中作为一个参数考虑。

图 6-4 为不同岩性实测统计的 P 波速度和速度比 V_P/V_S 交绘图，图中可见泥岩的速度比高，P 波速度低；砂岩的速度比偏低，P 波速度中等；石灰岩的速度比高，P 波速度也高。因此利用速度比和 P 波速度很容易将泥岩、砂岩和石灰岩区分开来。

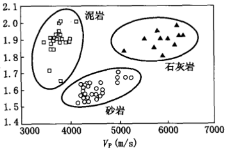


图 6-4　波速度和速度比交绘图

图 6-5 为沿测线的速度比曲线分布图，测线穿过三口井，其中两口为产油井，一口为干井。从储层顶底层的速度比曲线可见，在产油井的位置上，速度比表现出明显的低值，在平滑后的曲线上分别为 1.6 和 1.8，而在干井位置上，速度比为高值，在平滑后的曲线上分别为 1.9 和 2.3。速度比的大小与地层含油气有直接的关系。

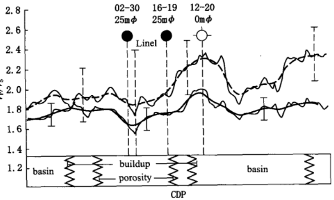


图 6-5　低速度比对应产油井，高速度比对应干井

图 6–6 是根据北海 PP 波和 PS 波资料，估算的的速度比 V_P/V_S 剖面，图中纵坐标是时间速度比分布值用色标表示，比值范围在 1 ~ 4 之间。图中井符号下的黑色曲线是从测井资料中获得的速度比曲线，可以看出多分量资料反演估算的速度比具有较高的分辨率。

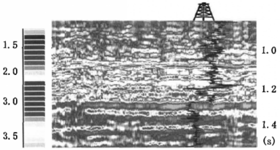


图 6–6　PP 波和 PS 波资料估算的速度比剖面，与测井资料的速度比吻合

第四节　纵波和转换波振幅比

多波振幅比是一种动力学的参数比，地震波的振幅又与波阻抗有关。当地层含流体后，P 波传播速度不仅与岩石骨架有关，还与所含流体有关，因此 P 波速度降低，引起波阻抗变化，从而导致 P 波反射系数和振幅的变化。而横波速度只与岩石

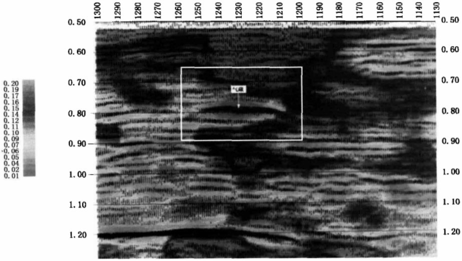


图 6–7　油田浅层气振幅比剖面（As/Ap）

红色为低振幅比，即纵波在气层为“亮点”，转换波不受气层影响，故为低振幅比

的骨架有关而与岩石所含流体无关，故 S 波的速度不发生变化，因此，S 波的波阻抗、反射系数和振幅均不发生变化。根据这个原理，求取纵波和横波或转换波的振幅比可以鉴别 P 波真假“亮点”，振幅比的异常可以确定是由于岩性变化引起的“亮点”还是因含油气产生的“亮点”，从而提高油气勘探和开发的成功率。

图 6–7 是 SL 油田某工区浅层气藏的振幅比剖面，数据采用转换波与纵波的振幅比计算，数据显示采用双属性显示，背景是 P 波的叠加剖面，彩色值是振幅比剖面。由于砂岩含气，使 P 波速度降低，波阻抗增大，在 P 波剖面上表现出“亮点”（方框处）。在 P 波“亮点”的位置上正好是低振幅比区，与 P 波“亮点”异常吻合，表明该“亮点”是砂岩含气产生的，而不是因岩性横向发生变化引起的“亮点”异常。这个异常也是该油田的一个浅层的气藏。

第五节 多分量衰减系数

Dilay 和 Eastwood（1995）用三维时间延迟地震资料，研究注气井周围部分饱和气和地震波衰减之间的关系时发现，在天然气生产期间，井周围的地震资料在产气层出现明显的高频衰减，而远离井的地震资料没有出现这种高频衰减。这种衰减是岩石内部流体的相互作用及其流动性所产生的。

地震波高频能量衰减与地层含油气存在一定的关系，当地震波穿过含油气地层时，发生明显的高频能量衰减。基于这样一个事实，Mitchell 等人（1996）提出一种计算地震波能量高频衰减的分析方法（EAA 技术，Energy Absorption Analysis）。应用 EAA 技术，连续分析计算地震剖面的高频能量衰减系数，并考虑到介质背景衰减的平缓变化，衰减剖面中的异常变化值与地层含油气相关联。该项技术的核心是求取信号谱高频部分的指数衰减系数（图 6–8）。选 5 个时间点（A，B，C，D，E）做 EAA 分析的结果显示出来，在每个时间点以一定时窗对地震道作谱分析（图 6–8b），并且计算衰减系数（图 6–8a）。在进入最大衰减异常区之前的 A 点和 B 点，计算的衰减系数较小（拟合曲线平缓）；到了 C 点，由于高频部分能量衰减，拟合的曲线变陡，计算得到的衰减系数最大；在 D、E 点，衰减系数又较小。连续计算使衰减系数成为时间的函数，对整个道计算得到衰减系数曲线，对整个剖面计算就获得衰减系数剖面。

该方法假定背景衰减变化在层与层之间是缓慢的，因此还需要对背景能量的衰减进行背景消除处理。因为我们只关心衰减的异常部分，即衰减比周围背景突出的部分。消除缓慢变化的背景值，剩下的异常就是有意义的异常区。

图 6–9 来自 SN 油田 SSK–1 线的高频能量衰减剖面，测线东西向分布，穿过 S5，S3 和 S4 井。在该区长 2 组河道砂是主要储层，砂体埋深 1200m 左右，

出现在纵波时间剖面 700ms 以下的附近位置。图 6–9a 为 SN 油田 SSK–1 线过井地震纵波高频能量衰减剖面。S4 井是高产量油井，产油层表现出较强的衰减异常（方框），产油层下部也出现相应的高衰减异常。S3 井和 S5 井在产油层的下部也表现出相应的高衰减异常。上述结果与该油田的油气产能相吻合。图 6–9b 是 SSK–1 线东端的地震波能量高频衰减剖面。在 CDP=1080 处，长 2 组有一衰减异常带，衰减异常比周围明显（箭头所指）。其他的地震资料分析表明这是个亮点异常。从构造分析上也是个有利的油气富集区，因此被确定为新的钻井井位。

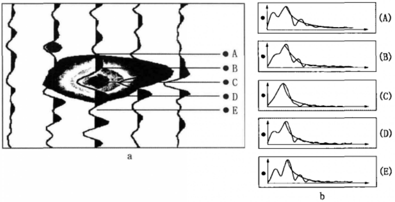


图 6–8 EAA 算法示意图

a—衰减值；b—不同时间的谱分析和衰减拟合曲线

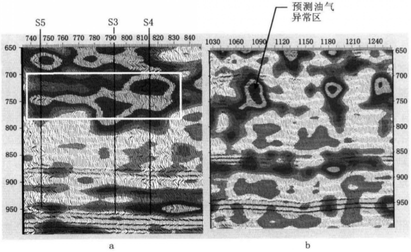


图 6–9 SN 油田 SSK–1 线过井纵波高频能量衰减剖面和油气异常预测

第六节 裂缝检测

由裂缝引导的各向异性介质，当横波进入这种介质后，横波一定会分裂为不同偏振方向（通常正交）的两个独立的横波。这两个横波具有不同的振幅和传播速度，一般称之为快横波（S1）和慢横波（S2）。单点纵波震源和三分量（X，Y 和 Z）检波器组成的二维采集系统坐标与“自然坐标”（由 S1 波和 S2 波方向确定的裂缝方位坐标系统）之间存在一个未知角度，寻求两种坐标系之间的角度是裂缝检测技术的关键。由此发展了很多方法，如能量比法、相似法以及获得专利技术的最小熵旋转法（Dumitru，Bale，2000）。能量比法是基于分离后的快横波能量最大，慢横波能量最小；相似法假定分离后的快慢横波在波形上相似性最大。这两种方法用角度扫描的方式，寻找最大能量比和最大相似度对应的角度。最小熵旋转法将分离后的波系列称之为“简单化”的地震序列，用最小熵描述简单化的地震序列，导出寻求的角度的解析关系式。所有方法都是期望在自然坐标系中，S1 波和 S2 波完全分离，使得快横波的剖面上的振幅强于慢横波剖面上的振幅，快横波的旅行时比慢横波的旅行时短。但这种振幅强弱，旅行时长短没有一个定量的标准，而快慢横波正交偏振的特性是一定的。因此，基于 S1 波和 S2 波为正交偏振的假定（这种假定是唯一普遍认可的），提出一种正交基旋转的方法，导出求解野外采集系统坐标与自然坐标之间夹角的解析关系式。对 X，Y 分量，应用这个夹角能够使分离后的快慢横波满足正交偏振的关系，从而达到 S1 波和 S2 波的分离，实现裂缝检测目的。

设 x（t）、y（t）为 n 维欧氏空间中两个向量，并且是时间 t 的函数。n 维欧氏空间中两个向量正交的定义，在内积空间中可表示为

$$(x \cdot y)=\sum_{t=1}^{m} x(t)y(t)=0 \tag{6-23}$$

式中，m 为向量在时间域一定时窗内离散点的个数。

在各向异性介质中，转换横波偏振后产生的 S1 波和 S2 波在 X 和 Y 分量上得到充分的记录。我们将野外观测到的 X 分量和 Y 分量记录分别记为 x_t，y_t，旋转后的 X 分量和 Y 分量分别记为 x_{tr}，y_{tr}。根据著名的 Alford 公式，可以将两种坐标系统的资料联系起来

$$\begin{pmatrix} x_{tr} \\ y_{tr} \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} x_t \\ y_t \end{pmatrix} \tag{6-24}$$

式中，θ 即为所求的观测系统坐标与自然坐标系统之间夹角。一旦 θ 角确定，x_{tr}，y_{tr} 即为分离后的快慢横波。由式（6−23）定义及式（6−24）的关系式，很容易得到下列关系式：

$$\sum_{t=1}^{m} x_t y_t \mathrm{tg}^2\theta - \sum_{t=1}^{m}(y_t^2 - x_t^2)\mathrm{tg}\theta - \sum_{t=1}^{m} x_t y_t = 0 \tag{6-25}$$

由式（6−25）得到关于 θ 角的解析表达式：

$$\theta = \mathrm{arctg}\frac{k_1 \pm \sqrt{{k_1}^2 + 4k_2^2}}{2k_2} \tag{6-26}$$

式中，$k_1 = \sum_{t=1}^{m}(y_t^2 - x_t^2)$，$k_2 = \sum_{t=1}^{m} x_t y_t$。

从式（6−26）中不难看出，当 X 分量和 Y 分量的记录相等时，θ 角的解等于 45°，表明采集系统坐标与自然坐标成 45° 角时，记录到的两分量在到达时和振幅大小上均相等。这个角度是用地震勘探观测横波分裂现象的最佳角度。因此，在二维三分量数据采集设计中，希望将测线方向与自然坐标方向成 45° 角以便于横波分裂观测。当 X 分量的记录为零时，取根号为正，θ 角的解为 90°。这个角度正好说明观测系统的方向与自然坐标系垂直，Y 分量的方向就是自然坐标系主方向。当 Y 分量为零时，取根号为正的解 θ_1，式(6−26)分子为零，形成零/零型的不定式，解是不确定的。我们取根号为负的解 θ_2，则 θ_2 解为负 90°。由正交性，$\theta_1+\theta_2=90°$，故可解得 $\theta_1= 0°$ 或 180°。表明 Y 分量为零时，采集系统坐标与自然坐标夹角为零度或 180°，这时 X 分量的坐标方向平行自然坐标的主方向，即采集系统坐标就是自然系统坐标。上述分析表明，式（6−26）完全满足描述快、慢横波分裂的特征规律。由于是基于向量的正交性和 Alford 旋转公式，我们称之为正交基旋转的裂缝检测技术。

用合成记录做方法测试，我们假定采集坐标与自然坐标之间的真实角度从 5° ~ 180° 变化，间隔为 5°。对满足正交关系的 S1 波和 S2 波，从 5° ~ 180°，每隔 5° 做旋转，产生 X、Y 分量的模拟观测记录，一共产生 36 道记录（图 6−10）。从图 6−10 可见，在 45° 时对应的 X 和 Y 分量，其振幅大小相等；90° 时 X 分量为零、Y 分量则达到最大振幅值；在 5° 和 180° 时，X 分量的振幅达到最大，而 Y 分量的记录则接近于零。图 6−11 是以不同信噪比，按图 6−10 的方法生成 X、Y 两分量观测记录，然后用公式（6−26）进行角度反演计算的结果。图中反演计算的角度用虚线表示，实线表示假定的真实角度。图 6−11a—c 的信噪比分别为 10：1、5：1 和 1：1。图中水平坐标轴是道数，最大道数是 36 道，第一道的真实角度为 5°，每增加一道，角度增量为 5°，第

36 道对应着 180°。垂直坐标轴是角度，从 0 ~ 180° 分布。在图 6−11a 中，反演角度与假定的真实角度误差很小，不到 1°，图 6−11b 的误差角度也小于 2°，这是可以接受的误差范围。图 6−11c 资料的信噪比为 1∶1，反演角度与假定的真实角度的误差达 7° 左右，这种情况下，反演计算的角度误差较大。在实际资料的应用中，应当考虑资料的信噪比问题，资料的信噪比不能小于 1∶1，否则反演计算的角度误差太大。

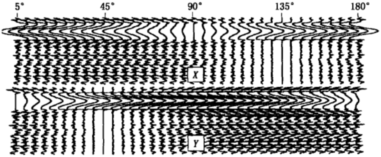


图 6−10　合成 *X*、*Y* 分量的理论记录

已知采集坐标与自然坐标之间的夹角为 5° ~ 180°，每道间隔 5°，共 36 道记录

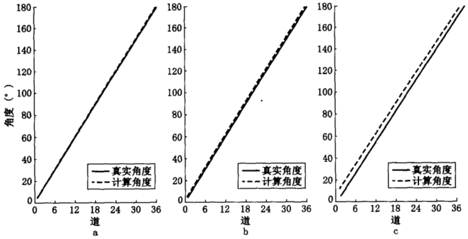


图 6−11　真实角度和反演计算角度比较

a—c 分别是信噪比 10∶1、5∶1 和 1∶1 的反演结果，信噪比为 1∶1 时，反演角度误差大约为 7°

第七章　多分量资料对比解释

多分量资料的解释是最后体现多分量资料勘探效果的重要环节，在多分量资料解释中最困难的工作当属PP波和PS波同相轴的对比。本章介绍多种层位对比的解决方案，其中包括用井的速度资料做PP波和PS波合成记录进行层位标定的方法，层位对比的自动算法，深度域对比方法等。但由于两种波场的波阻抗存在差异，要完成同层位反射波组一一对应关系是不可能的，也没有必要。承认两者的差异，利用两者差异进行资料解释是多分量资料解释工作的主要研究内容。

第一节　多分量资料解释流程

为了对多分量资料解释有一个大概的认识，给出一个多分量资料解释工作简单流程（图7-1），有些环节是必须的，有些则取决于资料的本身。多分量资料解释的第一步，就是根据PP波和PS波两种剖面上的断层类型、构造形态、波组关系和时间切片上的相似性进行主要层位的人工对比解释，大致对层位相

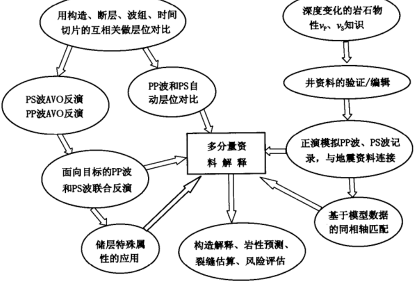


图7-1　多分量资料解释流程图

互对应上，利用层位对比解释的初始值，进行两种剖面同相轴的自动识别对比的解释。这里有很多算法可以对 PP 波进行拉伸或对 PS 波压缩处理，再进行目标函数最优化，从而确定拉伸或压缩系数，实现自动识别的目的。波组对比识别完成后，可以进入多分量资料的解释核心；建立基本层位对应关系后，就可以进行 PP 波和 PS 波 AVO 反演计算，得到相应的地震属性剖面。进一步，用 PP 波和 PS 波联合反演，进行目的层的属性参数计算，提高属性计算的精度和可靠性，从而对多分量资料进行解释，当然还可以由此计算储层特有的参数，再进行多分量资料解释。我们希望得到深度域的岩石物性参数，如纵、横波速度，测井速度资料，利用速度资料生成合成记录，用合成记录将地震资料的关系联系起来，实现层位对比解释，进入多分量资料解释。多分量资料解释除了得到关于地质构造、层位等常规解释成果外，最重要的是能够进行岩性预测、裂缝估算。

在上述过程中，关于层位对比的环节多次出现，可见在多分量资料解释中的重要性。为此，特别介绍几种层位对比的方法。

第二节　多分量合成记录

从过地震剖面的井资料中得到深度域的纵、横波速度资料。经过校正编辑确认速度资料的可靠性。利用井的速度资料，做纵波和转换波的合成记录。将深度域的纵波速度换算成深度域的反射系数（密度为 1），再将深度域的反射系数换算到时间域的反射系数，用 30Hz 的雷克子波与反射系数褶积，就得到纵波的合成记录。合成记录与地面地震资料的纵波剖面进行对比，标定出各个反射层位，再进行转换波的合成记录及层位标定工作。转换波的层位标定是将横波的速度曲线换算为转换波的层速度，计算公式（Iverson 等，1989）为

$$V_{\mathrm{C}}=\frac{2V_{\mathrm{P}}V_{\mathrm{S}}}{V_{\mathrm{P}}+V_{\mathrm{S}}}$$

然后将深度域的转换波速度换算为深度域的反射系数，再将深度域换算到转换波的时间域（$T_{\mathrm{P0}}=H/V_{\mathrm{P}}$，$T_{\mathrm{S0}}=H/V_{\mathrm{S}}$ ，$T_{\mathrm{PS0}}=T_{\mathrm{P0}}/2+T_{\mathrm{S0}}/2$），最后用 15Hz 的雷克子波与转换波的反射系数褶积，得到转换波的合成记录。这是一种近似的转换波合成记录，与实际转换波资料对比，基本上将转换波剖面上各主要层位一一标定。有了纵波和转换波层位标定的结果，进行纵波和转换波的同层对比就显然易见了。这种方法较为简单，但取决于对纵横波速度的先验知识。

图 7–2 和图 7–3 为多分量合成记录进行 PP 波和 PS 波剖面层位对比标定的应用实例。资料来自 ZY 油田 MC 地区，速度资料是 VSP 测井资料得到的纵、横波速度。测量深度在 300 ~ 3325m 范围，区域内主要分布的反射层位有 T_0、T_1、T_4、T_6^1、T_6^2、T_6^3 六个主要反射界面。图 7–2 和图 7–3 右边的速度曲线，从深度域的速度曲线转换为深度域的反射系数，从深度域的反射系数换算为时间域的反射系数，再从时间域的反射系数和子波褶积生成合成记录，用合成记录与实际地震剖面对比标定各个层位，最后完成 PP 波和 PS 波剖面层位对比的解释。

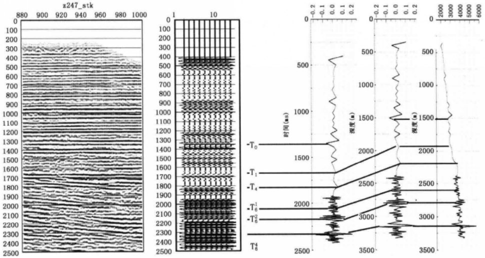


图 7–2　PP 波合成记录标定出该区 6 个主要反射导位

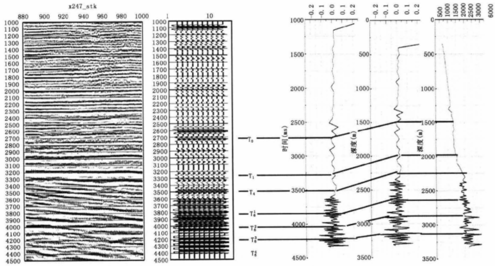


图 7–3　PS 波合成记录标定出该区 6 个主要反射层位

第三节　最小平方层位自动对比

多分量成像剖面（PP 和 PS 波）的联合解释取决于识别和对比来自同层反射波组的能力。因为浅层 P 波和 S 波速度比值高，旅行时变化剧烈，浅层资料的对比是极大的挑战。对此，Fomel（2003）提出一种 PP 波和 PS 波联合解释的方法，用精确的算法自动对比 PP 波和 PS 波对应的反射同相轴。对简单合成数据测试，发现 P 波和 PS 波资料在频率上的差异是影响对比精度的主要因素。因此，采用频变谱均衡方法来解决这种差异，然后自动压缩变形，估算点对点的相关函数。压缩变形函数的时间导数生成时变的 P 波和 S 波地震速度比。这种速度比和相应的泊松比在地质解释中是非常有用和重要的物性参数。该算法能够从时间偏移的 PP 波和 PS 波剖面中直接提取速度比或泊松比。

一、方法原理

用 PP 波垂直旅行时 t 作为 PP 波地震成像的时间函数，记为 $P(t)$，对应的 PS 波成像以 PS 波垂直旅行时 τ 为函数，记作 $C(\tau)$，两种成像之间的关系可以表示为

$$P(t) \approx a(t)\,C[w(t)] \tag{7-1}$$

式中，$w(t)$ 是压缩变形函数，建立两种成像剖面反射同相轴之间的关系；$a(t)$ 为振幅增益函数，补偿反射系数之间的差异。假定偏移剖面上反射同相轴正确归位，只需对剖面上的差异进行垂向变换。以 PP 波旅行时作为时间函数，表示随深度变化的 P 波和 S 波速度比，就可以简单地从压缩变形函数的导数中得出

$$\gamma(t) = 2w'(t) - 1 \tag{7-2}$$

对时间间隔 Δt 的每个层位 i，通常采用公式（7-2）的层间关系形式。公式很容易扩展成连续计算公式，计算连续深变的层间 γ 值，如需要可以转换为泊松比。

我们的目的是从 PP 波和 PS 波时间偏移剖面中直接估算函数 $w(t)$ 和 $a(t)$，并导出对应的速度比 $\gamma(t)$。

二、数值方法

对P波和压缩变形后的PS波之间的差，做最小平方优化处理，进行 $a(t)$ 和 $w(t)$ 的数值估算。这个方程组是欠定的。但对估算量加入平滑约束条件，方程变得适定。最小化目标函数为

$$\| P(t)-a(t)C[w(t)] \|^2+\varepsilon \| w''(t) \|^2+\lambda \| a''(t) \|^2 \tag{7-3}$$

式中，ε 和 λ 是比例系数，调节大的二阶导数确保估算量的平滑，包括对公式（7-2）定义的P波和S波速度比 γ 的求导的调节。二阶导数最优化还可以有效地进行自动标注对比。加入额外的约束，限制横向变化。用高斯—牛顿法做最小平方目标函数的最小化。由于公式中振幅增益函数 $a(t)$ 的线性化，故可以将问题分解，如采用有效的变分映射技术。用有限差分近似二阶导数时，高斯—牛顿最小化的每次迭代加快了矩阵的反演速度。通常小于10次迭代就达到收敛要求。为了避免陷入局部最小，该方法的压缩变形函数 $w(t)$ 需要一个很好的初始猜测模型。仔细做好初步的对比解释，可以得到与正确初始猜测模型相近的模型。PS波速度分析是低分辨率输入的另一条可能的途径。导出近似压缩变形函数的其他方法还有局部时窗内的最大互相关技术。

三、合成数据测试

用简单的合成记录进行测试，合成记录是由1000层不同厚度的随机反射系数与雷克子波褶积生成。低频子波用于PS波的生成，表示与PP波在频率成分上的差异。假定速度比 $\gamma(t)$ 是平滑曲线（这是浅海沉积环境中的一种特点，见图7–4)，对PS波记录做一般的压缩变形处理后，并与PP波记录比

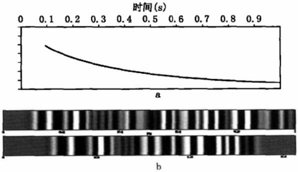


图7–4　测试的模型数据

a—给定 V_P/V_S 速度比；b—PP波和PS波反射系数

较，两者很不匹配。这是由于信号频谱差异所致。浅层速度比高，压缩变形后的PS波信号频率较高，深层速度比低，压缩变形后的PS波信号频率也较低。用固定的频谱均衡PP波记录，改善了深部的匹配结果，但浅层部分的匹配降低。采用频变谱均衡，仅对深层的PP波记录滤波，信号的相关性最好。这些实验表明，频变谱均衡在对比处理中的重要性。用不同猜测速度比作初始模型，估算压缩变形函数和估算速度比的测试结果表明，应用频变谱均衡和自动压缩变形5次迭代之后，就可以实现波组之间自动对比，波组对应关系清楚，误差很小，同时精确地估算出正确的速度比（图7-5）。在图7-5a，是随时间变化的速度比，初始猜测速度比模型是错误的，应用自动压缩变形处理技术和频变谱均衡技术，经过5次迭代，就得到图7-5b显示的结果，PP波和PS波之间的波组关系现在对应的很清楚。两者的误差也很小。

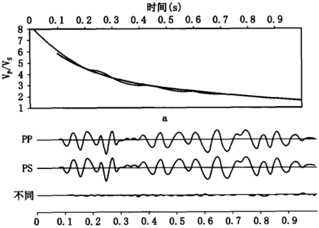


图7-5　频变谱均衡和压缩变形处理后两种波的对应结果

a—真实速度比（点线）和估算速度比（实践）b—PP波记录、压缩变形的PS波记录及两者的差值

四、应用实例

实际数据来自海底电缆四分量资料。在解释后的PP波和PS波数据体上，通过识别相似的地层特征估算P波和S波速度比初始模型。将这个信息提供给对应的拾取层位，应用自动压缩变形算法和频变谱均衡技术，进行PP波和PS波同层波组自动识别处理。图7-6为PP波剖面、自动压缩变形的PS波剖面以及最终估算的速度比的局部剖面显示。在估算的速度比剖面上表现出高分辨率的分层特点和展现浅层沉积岩的结构，其分辨率是其他方法达不到的。PS波剖面用PP波的双程时间标定后，在这种剖面上做解释其可信度更高。

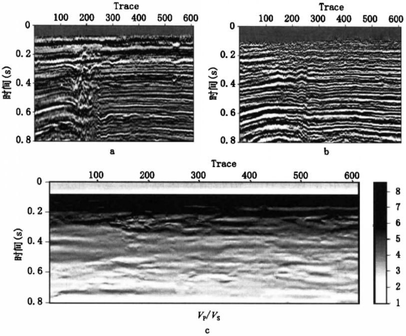


图 7−6　自动压缩变形的成像剖面和估算 V_P/V_S 速度比

a—谱均衡的 PP 波剖面；b—谱均衡和压缩变形的 PS 波剖面；c—估算的速度比

第四节　多属性的层位自动对比

Nickel（2004）提出的 PP 波、PS 波层位自动对比的算法基于多分辨率和多属性的方法。处理的结果是将 PS 波压缩到 PP 波的时间标度，进而得到高分辨率的 V_P/V_S 速度比。

在多分量资料常规对比方法中，常常人为的将两种剖面的强反射对比解释为同层反射波组，然后压缩 PS 波旅行时至 PP 波的双程时，完成解释对比工作。这种方法在复杂地质条件下，耗费时间，而且由于断层引起的层为错断，使解释工作十分困难。另外，这种方法得到的层速度比仅限于解释层位之间的速度比，是大套地层之间的结果，分辨率不高。过去的一些算法，是在初始速度模型的基础上进行迭代，这里介绍的一种方法是基于图像识别技术，不需要初始模型。

一、方法原理

PP 波和 PS 波的自动识别技术，就是根据速度比的关系，对 PS 波进行压缩或对 PP 波进行拉伸的处理过程。因此，速度比的估算方法是层位自动识别技术的核心。为了估算 V_P/V_S 速度比，对于 PP 波和 PS 波信号，我们有

$$s_{PP}(t)=W_{PP}(t)*\sum a_i\delta\left(t-\frac{2d_i}{V_P}\right)$$
$$=W_{PP}(t)*\sum a_i\delta\ (t-T_{PPi}) \tag{7-4}$$

和

$$s_{PS}(t)=W_{PS}(t)*\sum b_i\delta\left(t-\frac{d_i}{V_P}-\frac{d_i}{V_S}\right)$$
$$=W_{PS}(t)*\sum b_i\delta\left(t-\frac{2d_i}{V_P}-\left(\frac{d_i}{V_S}-\frac{d_i}{V_P}\right)\right) \tag{7-5}$$
$$=W_{PS}(t)*\sum b_i\delta\ (t-T_{PPi}-\Delta T_i)$$

式中，W_{PP}（t）和 W_{PS}（t）分别表示 PP 波和 PS 波的联结震源和检波点的信号，符号 * 表示褶积运算。参数 a_i 和 b_i 是深度 d_i 处的 PP 波和 PS 波反射系数。双程旅行时的定义为：$T_{PPi}=2d_i/V_P$ 和 $T_{PS}=d_i/V_P+d_i/V_S$。其中 V_P 和 V_S 是有效速度。

算法的主要任务是估算时变延迟函数 ΔT_i，这是将 PS 地震波转换为 PP 波尺度（或相反）必需的函数。有效速度比通过延迟函数计算：

$$\frac{V_P}{V_S}=\frac{T_{PS}-\frac{1}{2}T_{PP}}{\frac{1}{2}T_{PP}}=\frac{2T_{PS}-T_{PP}}{2T_{PP}}$$
$$=\frac{2T_{PP}+2\Delta T-T_{PP}}{2T_{PP}}=\frac{1}{2}+\frac{\Delta T}{T_{PP}} \tag{7-6}$$

为了获得延迟函数 ΔT_i，借用图像处理的算法，在输入图像之间估算位移，即将 PP 波和 PS 波剖面或数据体作为输入图像。算法最初假定，目标 / 同相轴仅发生位置上的变化，而振幅保持一致。这种假定显然不满足输入的 PP 波和 PS 波的条件。但是，算法能够估算 PP 波和 PS 波震源信号上的差异，然后用谱响应均衡这种差异。反射系数的差异将保持，并在计算过程中追踪反射系数的差异。

为了得到一种稳健的算法，建立一个交互式的处理方案，如图 7-7 所示。

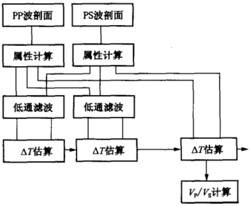


图 7-7　速度比计算的流程图

第一步是从地震信号中计算地震属性参数，如反射振幅强度、断层性质等，不是直接对地震数据体处理。另外，采用不同分辨率的低通滤波方案，在初次迭代中对属性 / 地震剖面进行窄带的滤波处理，在随后的迭代处理中，逐渐放宽频带，直到数据整个带宽的滤波处理。在 PP 波和 PS 波属性数据体之间的每一次位移估算结果，作为下一次迭代的初始猜测值。在这种方法中，速度比估算更稳健，甚至在迭代一开始，不需要人工解释的初始模型。

二、数值试验和应用实例

为了测试这种方法的性能，生成合成记录。图 7－8a 左为 PP 波记录道；图 7-8a 中为 PS 波原始记录；图 7－8a 右是应用该算法，将 PS 波压缩变换到 PP 波双程旅行时后的记录。图 7－8b 用虚线表示测井资料平滑后的速度比曲线，用这个速度比生成理论模型数据；估算的速度比曲线用实线表示，两条曲线吻合的很好，表明速度比估算方法的可行性。

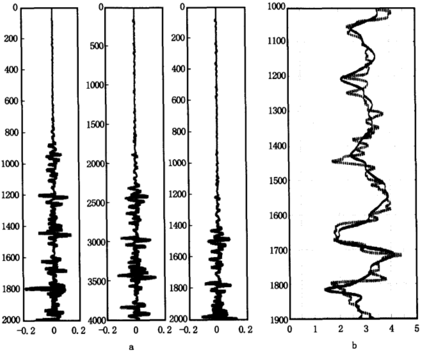


图 7－8　合成记录和速度比

在理论数据取得成功的基础上，对实际数据的应用结果如图 7-9 所示，估算的速度比沿 PP 波和 PS 波剖面分布。储层区域用解释的层位线标出，叠合显示在同相轴上的层位线解释，是在 PP 波剖面上划的，PS 波和速度比剖面上的层位解释来自 PP 波的解释结果。砂岩储层的区域内，速度比小于 2，与测井资料一致。

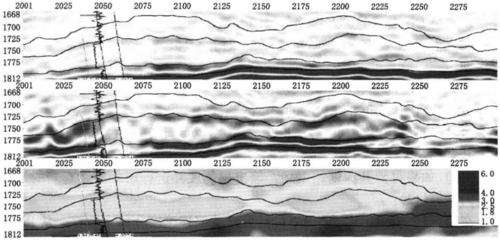


图 7-9　自动解释应用实例

PP 波剖面（顶部），压缩后的 PS 波剖面（中），估算速度比剖面（下）；叠合显示在同相轴上的层位线解释，是在 PP 波剖面上划的，PS 波和速度比剖面上的层位解释来自 PP 波的解释结果；砂岩储层的区域内，速度比小于 2，与测井资料一致

第五节　深度域的层位自动对比

随着叠前深度偏移技术的广泛应用，深度域的偏移技术在地震勘探的常规资料处理中发挥其巨大作用。这也就给 PP 波和 PS 波剖面层位对比提供了一个新的途径，在深度域两种波的对比更简单直观。但深度域偏移技术的核心是建立速度模型，PP 波和 PS 波速度联合反演方法建立在深度一致上的 P 波和 S 波层速度联合反演技术。它是将 PP 波和 PS 波时间偏移剖面，通过联合反演，逐点匹配映射到拟深度界面。该方法要求时间偏移剖面具有可解释性，即为了深度成像，先进行初始地质解释，从而获得更加精细的深度模型。

一、理论和方法

来自地下相同介面的 PP 波和 PS 波，能够产生共深度模型，这就是方法理论的基础。通过速度联合反演得到共深度的PP波和PS波地震剖面需要如下步骤

(1) 从 PP 波资料估算 P 波均方根速度；

(2) 从 PS 波资料估算均方根的 V_S/V_P；

(3) 从 (1) 和 (2) 的结果计算 PS 波旅行时的 P 波均方根速度；

(4) 从 (1) 和 (3) 的输出计算 PS 波旅行时的均方根的 V_S/V_P；

(5) 在 SS 域计算均方根速度；

(6) 用 Dix 公式计算 P 波旅行时的 P 波层速度；

(7) 用 Dix 公式计算 S 波旅行时的 S 波层速度；

(8) 根据 PP 波和 PS 波拾取的层位和初始 P 波和 S 波层速度，建立初始速度模型；

(9) 修改所选 PP 波和 PS 波层位的厚度；

(10) 检查 P 波和 S 波速度的深度一致性；

(11) 如果没有得到共深度速度场，平衡深度计算新的 P 波和 S 波速度差，修改 P 波和 S 波速度场，转向 (9)；

(12) 如果得到共深度速度场，输出层速度并进行层剥离。对新的地层重复 (9) — (12)；

在第 (1) 步中，V_p (x, y, t_{pp}) 可以从偏移速度分析中估算。从 PP 波资料中拾取的 P 波速度，作为已知速度加入到 PS 波的速度比扫描中，由扫描出的速度比和 P 波均方根速度求取 S 波均方根速度，完成步骤 (2)。对零偏移距 PS 波资料进行速度比分析的方法，就是对 PS 波资料做非双曲线的 V_S/V_P 比的相干性扫描。用步骤 (2) 的结果，进行步骤 (3)，将 V_{prms} (x, y, t_{pp}) 映射到 t_{ps} 域，得到 V_{prms} (x, y, t_{ps})。现在均方根 V_P 和 V_S/V_P 均方根是在 t_{ps} 域，因此，就可以计算 t_{ps} 域的 S 波均方根速度。第 (4) 步用简单的乘法计算 V_{Srms} (x, y, t_{ps})。在第 (5) 步，将 V_{Srms} (x, y, t_{ps}) 映射到 t_{ss} 域，得 V_{Srms} (x, y, t_{ss})，用广义的 Dix 公式计算初始的 S 波层速度。拾取 PP 波和 PS 波层位，作为步骤 (6)、(7) 的输入，用 Dix 公式计算 t_{pp} 域的 P 波初始层速度 V_{Pint} (x, y, t_{pp}) 和 t_{ss} 域的 S 波初始层速度 V_{Sint} (x, y, t_{ss})。初始层速度 V_{Pint} (x, y, t_{pp}) 和 V_{Sint} (x, y, t_{ss}) 输入到步骤 (8)，建立深度域的 P 波和 S 波速度模型。实际上，真实的 P 波、S 波层速度和深度是未知的。选择层位的深度，即可以由 P 波速度和 P 波旅行时确定，也可以用 S 波速度和 S 波旅行时确定。

从地震资料的 PP 波和 PS 波旅行时，估算初始 P 波和 S 波速度。显然 P 波速度的正确性对 PS 波的速度分析和反演计算至关重要。不正确的 P 波速度将导致错误的 V_S/V_P 比估算。如果没有得到正确的 P 波和 S 波速度，就不可能产生深度一致的速度场。通过引入速度误差的容错量 ΔV_P 和 ΔV_S，在步骤 (8) 修改 P 波和 S 波层速度。在步骤 (9) 修改新的深度：

$$z\ (V_P,\ t_{PP},\ V_S,\ t_{SS}) = \frac{1}{4}[t_{PP}(V_P + \Delta V_P) + t_{SS}(V_S + \Delta V_S)] \tag{7-7}$$

在步骤 (10) 进行最小化计算，使深度一致的速度场最优化：

$$\mathrm{Min}\{d\ (t_{PP},\ V_P,\ \Delta V_P,\ t_{SS},\ V_S,\ \Delta V_S)^2\} = \mathrm{Min}\{\frac{\Delta z_P + \Delta z_S}{2}\} \tag{7-8}$$

在选择层位得到深度一致的速度场后，输出速度，做下一层，直到联合反演从浅到深完成所有层位。

二、应用实例

在PP波和PS波剖面上，对一些主要层位的PP波和PS波数据之间做互相关，只对几层容易识别的水平介面的同相轴做互相关处理。考虑到反射特征的相似性，这种做法是成立的。例如，寻找一些微小特征（小断层、断点、上超、河道等）。这里强调的是在没有测井资料或校验炮资料的情况下，使用互相关处理技术。如果有井资料加以辅助，可以直接进行主要层位的解释。图7-10是来自北海4分量数据的PP波和PS波的时间偏移剖面，偏移处理使绕射波收敛，能量聚焦，但在时间上两种剖面的对比不直观准确。

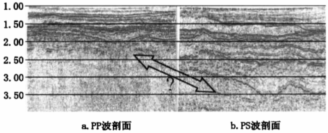


图7-10　PP波和PS波的时间偏移剖面

偏移处理使绕射波收敛，能量聚焦，但在时间上两种剖面不好对比

图7-11是用深度一致速度场联合反演方法建立的P波和S波速度场，层速度剖面以不同灰度表示，由于采用相同灰度显示层速度结构，两种速度剖面在相同深度具有相同的颜色。但颜色标度的最大和最小速度存在差异，P波速度从1800～2500m/s，S波速度从450～900m/s，所以S波速度总是小于P波速度。

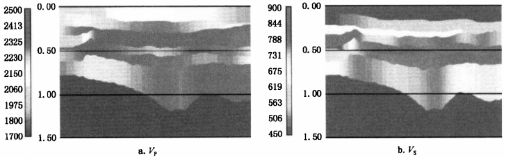


图7-11　联合反演的P波和S波层速度剖面，它们在深度上一致

建立 P 波和 S 波的速度场模型后，分别进行 PP 波和 PS 波的叠前深度偏移处理，只是在 PS 波资料的偏移处理中需要输入两个速度模型。图 7−12 为采用图 7−11 速度场，进行深度偏移处理的深度一致的两个成像剖面。这种深度剖面有助于资料的解释，PP 波和 PS 波剖面上同相轴的相关性更可靠。

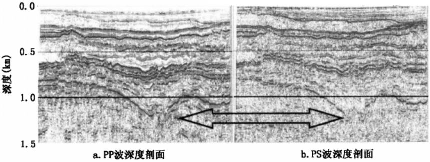


图 7−12　联合反演后深度一致的 PP 波和 PS 波深度剖面

第八章　多分量资料在油气田开发中的应用

本章从多分量地震资料在构造成像方面的特点、多分量地震属性在油气异常预测和储层描述方面的应用以及地层裂缝参数检测等方面，重点介绍多分量勘探技术在油气田开发中能够解决的地质和油气勘探的问题，探讨多分量勘探技术在寻找有利储层，发现油气聚集带等方面所具有的潜力。

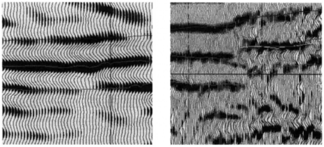
第一节　多分量资料构造成像

一、断层识别

PP 波和 PS 波勘探的纵向和横向分辨率在不同深度上存在着差异，关于这方面的基础理论的讨论，在第三章进行了详细的论述，在速度和衰减因素的作用下，它们的分辨率存在这种规律：当地层埋深较浅时，PS 波衰减不是很明显，它的分辨率要高于 PP 波；而随着深度的增加，S 波衰减比 P 波衰减快，频率降低，到达一定深度后，PP 波的分辨率与 PS 波的分辨率相当，这个深度称之为交叉深度。在这个深度以下，由于品质因子 $Q_P > Q_S$，S 波衰减更大，频率更低，使 PP 波的分辨率高于 PS 波。从 VSP 资料和实际多分量资料中，可以观测到这种现象。当地层埋深较浅时，PS 波衰减不是很明显，它的分辨率要高于 PP 波，而随着深度的增加，S 波衰减比 P 波衰减快，到达一定深度后，PP 波的分辨率与 PS 波的分辨率相当，具有相同的分辨率，这个深度称之为交叉深度，在这个深度以下，由于品质因子 $Q_P > Q_S$，S 波衰减影响大，使 PP 波的分辨率高于 PS 波。从 VSP 资料和实际多波资料中，可以观测到这种现象。

由于地震波的频率受激发源频率的控制，PS 波的频率一开始和 PP 波频率相同，而 S 波的速度又比 P 波速度低，所以对浅层界面，PS 波的纵向分辨率高于 PP 波资料是不争的事实。

因此用 PS 波资料对小断层、薄层和小幅度构造的勘探是可行的。图 8-1 为 PP 波和 PS 波在断层识别能力上的比较，图 8-1a 为 PP 波资料，剖面上反射层位同相轴连续性很好，没有断层发育的迹象。但在图 8-1b 的 PS 波剖面上，相同层位上断层发育十分明显，资料来自于煤田的多分量勘探数据，对断层解释的可靠性是有据可依的。



a. PP波　　b. PS波

图 8−1　PP 波和 PS 波资料在断层勘探能力上的对比

二、P 波弱阻抗界面成像

在反射界面上，PP 波的反射系数主要取决于界面上下 P 波速度和地层密度的波阻抗差，而 PS 波的反射系数要复杂的多，它不仅和界面上下 P 波速度、密度差有关，还和 S 波的速度差有关。在纵波的弱波阻抗差界面上，横波可能是强波阻抗差界面，因此，在这种界面上需要采用 PS 波资料解决储层构造成像问题。特别是在含油气的储层，由于储层含流体，使 P 波速度降低，在储层界面上形成弱波阻抗差，造成 PP 波成像质量下降或无法成像。而 PS 波的 S 波速度不受储层所含流体的影响，故在储层界面上依然存在界面本身的波阻抗差，能够实现对储层真实构造的成像，是解决储层含油气构造成像的有效勘探技术。

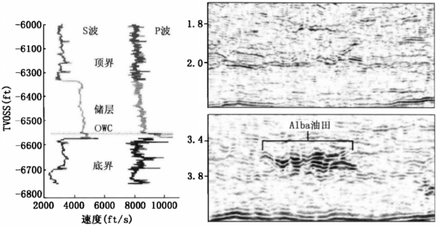
图 8−2 是来自 Alba 油田的经典实例。图 8−2a 是储层上下界面的 S 波和 P 波速度曲线。在 S 波速度曲线上，储层的顶部存在一个明显的速度差界面，而 P 波速度曲线只在储层底部和 S 波同样具有速度差界面。图 8−2b 是 PP 波（上）和 PS 波（下）的成像剖面，这是 Alba 储层细节的首次揭示，与常规纵波资料对比，可以用惊人的发现形容 PS 波的勘探成果。新的 PS 波成像剖面使得解释人员非常可信地划分出砂岩储层和内部页岩。

三、气云带的成像

在大型气田，由于气沿断层面、裂缝等通道向浅层运移并在浅层形成气云带，用 PP 波勘探技术，在穿过气云带时，P 波能量受到散射和吸收严重无法对深层的反射界面进行清晰地储层构造成像，而 S 波速度变化很小，频散最小，因此，采用 PS 波勘探技术，解决气云造成的 PP 波成像模糊带问题成为海上油气勘探和开发的重要手段。这种对气云下模糊带成像勘探效果已经有大量资料获得证实。

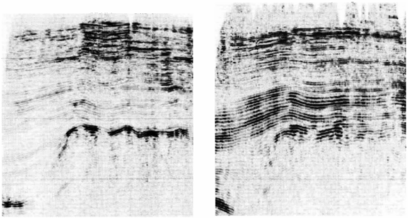
为了证实在陆上也能解决这类地质问题，这里给出一个陆上勘探的成功实例。图 8−3 是来自波兰东南部气田多分量勘探试验结果。20 世纪 80 年代在该探区钻了许多口井，调查一些构造含气的潜能。特别是在 Carpathian Foredeep

东南部，所有干井都是用质量非常好的PP波地震资料确定的井位，虽然没有取得商业成功，但还是发现很多水饱和的含气层显示，而基础地质、地质化学和储层研究表明未发现的商业气藏确实存在。



a b

图 8-2 Alba 油田储层构造细节的首次发现



a b

图 8-3 浅层气对 PP 波（a）和 PS 波（b）成像质量的影响

PP 波剖面由于浅层气的“气效应”，歪曲浅层储层的成像，而且完全屏蔽了深层储层；“气效应（下拉和吸收）对 PS 波资料的影响不明显，在该区第一次见到真实的构造形态

尽管勘探技术不断进步，但新气田发现的主要风险还是与识别真实构造异常有关。由于“气效应”，纵波在含气孔隙砂岩中传播产生时间延迟，构造形态常常在PP波地震剖面（图 8-3a）上表现出假象（同相轴下拉或缺失）。如果气田储层是由多层气的叠合组成，气效应的影响通常比构造大。因而明显增加

钻井的风险。此外，对地球物理勘探的另一个挑战是穿过含气储层，透射的纵波严重衰减。这不仅歪曲了浅层储层的成像，而且完全屏蔽了深层储层。因此，岩性和沉积相变化的识别成为新发现的关键因素。在这次试验中记录到高质量的 PS 波资料。PS 波（图 8−3b）压缩到 PP 波时间之后，正如期望的那样，“气效应”（下拉和吸收）对 PS 波资料的影响不明显。在该区第一次见到真实的构造形态，因此可以解决大量的浅层和深层储层相关的问题。因此多分量勘探，特别是 PS 波资料的加入，解决了浅层和深层储层相关的成像问题。

四、构造成像综合能力

图 8−4 是 ZY 油田 MC 地区二维三分量地震勘探 DP03-247 线的局部放大的多分量资料偏移剖面。经过压缩后的 PS 波剖面（图 8−4a）其旅行时与 PP 波一致，便于两种剖面的对比解释。图 8−4b 是 PP 波剖面。T_0 波组在 PP 波剖面上是强波组，在 PS 波剖面上是弱波组。T_1 波组在 PP 波剖面上是弱波组，在 PS 波剖面上是强波组，这正好表明了在 PP 波弱反射界面上，成像质量差的问题可以由 PS 波来弥补。T_1 波组在剖面右侧小幅度的构造特征在 PS 波剖面上表现的也比 PP 波剖面更突出。T_4 波组在 PS 波剖面上连续性好于 PP 波剖面，其断层关系也简单易于识别。更重要的是在图 8−4a 的 PS 波剖面右边，2s 以下有三组向斜状的构造，在剖面的左边（方框内）可以找到与之对应的三组层位，从而在 PS 波剖面上建立深层剖面两边构造之间的联系。而在图 8−4b 的 PP 波剖面右边也有类似的三组向斜状构造，但在 PP 波剖面的左边（方框内），没有很好的成像界面，更找不到与右边构造对应的波组关系。表明 PS 波资料对中深层界面的成像能力有时不比 PP 波能力差，用多分量勘探技术，为研究 ZY 油田 MC 地区中深部复杂构造开辟了一条新的勘探途径。

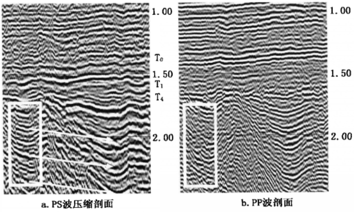


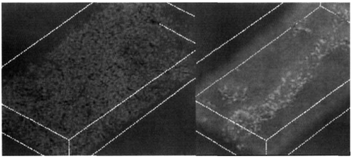
图 8−4　ZY 油田多分量资料偏移剖面

多分量资料在构造勘探上具有很强的互补性，一些PP波剖面上的一些假象、不存在的构造，可以在PS波剖面上得以展现，这是多分量资料给我们的启示。

第二节　岩性及油气参数预测

一、砂体识别

利用地震波资料进行砂体识别是寻找油气富集区最常用的技术。地震资料解释中，我们一直采用P波振幅资料进行河道砂的识别与分布范围的划分，并获得大量的成功，表明这项技术在石油工业界得到普遍认可，成为地震资料解释的重要工具。但在某些地区，PP波资料对砂体的刻画和勾勒存在局限性和模糊性，图8–5为Alba油田PP波（a）和PS波（b）三维振幅数据体用三维可视化显示的结果。在PP波三维数据体上，大于给定振幅阈值的P波反射在整个三维振幅数据体上的显示基本均匀一致，不能很好的划分出砂体的走向和分布范围。而在PS波的三维数据体上，砂体成像清晰，展示出砂体分布的走向。PS波资料的三维数据解释和可视化技术，对Alba储层形态的认识起到至关重要的作用。



a　　　　　　　　　　　　　　b

图8–5　Alba油田PP波（a）和PS波（b）三维振幅数据体可视化显示

大于给定阈值的PP波反射在整个三维振幅数据体上均匀分布，而在PS波的三维数据体上，清楚地给出砂体的成像

二、联合反演

单独采用PP波振幅资料对砂体识别存在一定的模糊性，同样用单一波场进行AVO反演得到的各种地震属性，在识别砂体时也存在一定的误差。而利用PP波和PS波联合AVO反演能够明显改善砂体识别的能力。图8–6是用单一PP波反演和PP波同PS波联合反演属性参数的误差结果分析图。用佐普俐兹方程产生合成记录，测试单一PP波AVO反演、PP波和PS波AVO联合反演的P

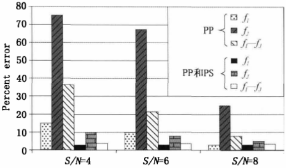
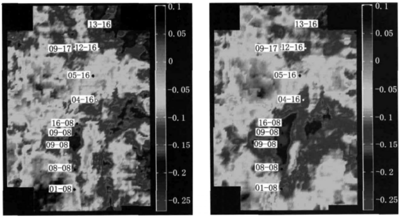


图 8–6　单一波扬和多分量联合反演误差结果分析

图中柱状图前三种图案分别表示单独采用 PP 波进行反演的 P 波阻抗差（f_I）、S 波阻抗差（f_J）和拟泊松比（f_I-f_J）的误差后三种图案则代表用 PP 波和 PS 波联合反演三种属性的误差结果

波阻抗差（f_I）、S 波阻抗差（f_J）及拟泊松比（f_I-f_J）随信噪比变化的误差。图中柱状图前三种颜色分别表示单独采用 PP 波进行反演的 P 波阻抗差、S 波阻抗差和拟泊松比的误差；后三种颜色则代表用 PP 波和 PS 波联合反演的三种属性的误差结果。反演误差结果随信噪比的升高明显降低，但在每一种信噪比的条件下，联合反演的误差明显小于单一波场反演的结果，而且误差基本分布在 10% 以下，处于可以容忍的误差范围之内。因此利用 PP 波和 PS 波资料联合反演，具有抗干扰能力强、适用更广泛的实际地震资料、反演精度高等优点。而单一波场的反演方法抗干扰能力差，只适用于高信噪比资料（*S/N*=8）。

图 8–7 为加拿大 Alberta 省 Blackfoot 油田 PP 波反演和 PP 波与 PS 波联合反演的上河道砂体的 P 波阻抗差剖面。探区内分布海绿石河道砂岩，砂岩总厚度 40m，宽 100m，埋深 1400m。河道砂岩分为上、下河道砂岩，在上河道砂岩富集天然气，在下河道砂岩富集油。在该区钻有大量的开发井，其中不乏干井和产油气井。在 PP 波和 PS 波联合反演的 P 波阻抗差剖面上（图 8–7b），上河道砂体的分布呈南北向分布，在砂体上的钻井资料表明砂体展布的真实合理性，



a. PP波反演　　b. PP波与PS波联合反演

图 8–7　Blackfoot 油田 PP 波反演和 PP 波与 PS 波联合反演的 P 波阻抗差剖面

生产井（图 8-7 中黑点）和干井（图 8-7 中白点）与砂体分布有关。而在单一 PP 波反演的 P 波阻抗差剖面（图 8-7a）上，砂体分布的范围和走向不及图 8-7b 的结果清楚，反演砂体的范围明显小于实际砂体的位置。因此，只采用 PP 波资料进行地震属性反演，存在反演精度的误差，使反演结果与实际地质体存在较大的差异，严重影响了资料的解释结果的准确性。

联合反演可以得到地层的密度参数，密度参数与砂岩含气有密切的联系，大的密度差属性与产气砂岩相关联。图 8-8 为 PP 波和 PS 波联合反演的密度差剖面，数据来自 Eugene 岛 330 区块的三维四分量海底电缆资料，图中大的密度差属性，与钻井 A1 和 A5 资料中产气砂岩紧密联系，经过标定后的联合反演密度差属性的可靠性大大提高，达到地震资料解释的目的。

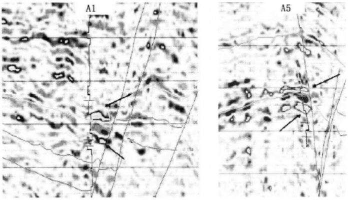


图 8-8　PP 波和 PS 波联合反演的密度差剖面，大密度差属性与该区产气砂岩密切相关（图中箭头所示）

三、含气砂体识别

从地震波能量上进行含气砂岩的识别，PS 波资料也具有一定的能力。在图 8-9 的两种地震剖面显示中，图的上半部分是 PP 波资料的剖面；图的下半部分是 PS 波资料的剖面，过剖面有 6 口钻井，其中 3 口井为干井（A、B、F），3 口井为产气井（C、D、E）。数据来自 Anadarko 盆地，产气层为 Springer 组薄砂岩。在图中的地震剖面上，干井部位的 PP 波和 PS 波都出现地震波信号缺失（图中白色椭圆内），而在产气砂岩层 PP 波没有反射信号（暗点），PS 波具有明显的反射波能量信息（图中黑色椭圆内）。

类似的地震反射现象，在北海 Sleipner 油田 3D 海上拖缆的 PP 波和 2D/4C 的 PS 波剖面上也有明显的显示。图 8-10 是 PP 波（a）和 PS 波剖面（b），两口钻井穿过 Lista 组顶和 Shetland 组的顶界面。Lista 组顶（箭头所指）是主要的

产气层，在PP波的剖面上，Lista组的反射波组很弱，而在PS波剖面上有明显的反射波信息，基本上可以分辨出Lista组顶界面分布，为该区的储层形态、厚度和构造提高详细的资料，从而能够利用多分量资料，进行正确的储层描述和含油气异常的预测的解释工作。

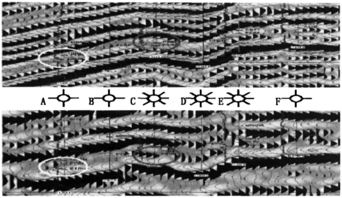


图 8—9　Springer 组薄砂岩，在红圈中，PP 波 PS 波波形与产气层吻合较好、白色圈中 PP 波 PS 波对应着非产气砂岩

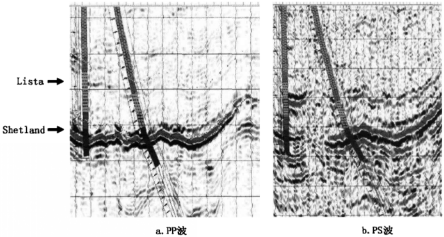


图 8—10　北海 Sleipner 油田 3D 海上拖缆 PP 波和 2D/4C 的 PS 波剖面的比较

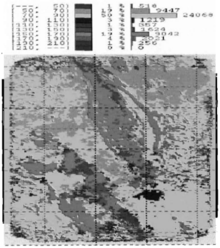
含气砂岩 Lista 组顶部（箭头所指），在 PS 波剖面上有明显反射波组，PP 波剖面则表现出弱反射振幅，在 Shetland 组的顶在两种资料上表现出强反射振幅（箭头所指）

由于PS波资料的增加，使得含气砂岩的识别成功率得到提高，从而减少解释的盲目性，降低勘探风险。

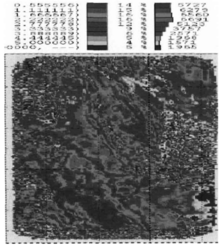
第三节　PS 波资料裂缝检测技术

裂缝对储层的孔隙度和渗透率有很大影响。在某些情况下，储层内部的裂缝可能支配着储量和运移机制，另外裂缝也可能是直接生产油气的储层，许多碳酸盐岩储层就是由裂缝形成的，它的油气储量和生产能力取决于裂缝的状态，即裂缝的密度和方位。尽管不少裂缝型油气藏正在开发利用，但很少用有效的方法对它们进行描述。P 波资料的振幅和速度信息的变化受多种因素的影响，如几何扩散、吸收衰减、薄层调谐等，因此用 P 波资料进行裂缝检测或描述具有多解性，存在明显的资料缺陷和陷阱。在裂缝地层中传播的 S 波一定会分裂出快慢 S 波，这个唯一的现象是检测裂缝存在的重要依据，PS 波资料在提供裂缝描述的解决方案中所产生的地球物理和经济利益，使得该方法在油藏管理中的作用得到增强。

从井中资料中确定裂缝性质是油藏描述的最关键的第一步，但井中资料的局限性需要通过地面地震资料进行井间认识的扩展。PS 波资料增加了 S 波速度和振幅信息，特别是快、慢 S 波旅行时差和快波的偏振方向，提供了裂缝发育的密度和方位信息。图 8–11 为 Emilio 油田用 S 波分裂进行 Gessoso 组储层描述的一个成功实例，图中 S 波的偏振方向（图 8–11a）和各向异性百分比（图 8–11b）的变化，清晰地分辨出几个分布区块和断层走向。快 S 波方向的勘探结果与井中资料得到的最大水平应力方向非常一致。裂缝密度与裂缝型油气藏类型有关，重要的是要知道这个参数不是储层的物理性质，而是复杂裂缝油气藏开发中对油藏的认识程度。这与增加产量的成本有直接关系，对裂缝油气藏缺少大范围的地质和岩石物性的知识，将导致开发成本的提高。



a. S波偏振



b. 各向异性密度

图 8–11　S 波偏振方向和各向异性密度

表现出裂缝发育的方向和密度，清晰地划分出各个区块和断层走向

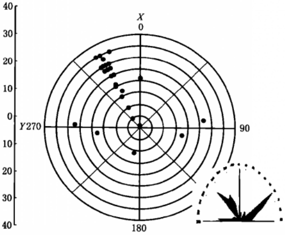


图 8-12　用实际资料检测裂缝方向的分布图

X 轴平行测线方向，*Y* 轴垂直测线方向，反演估算的裂缝主方向与该区裂缝发育主方向北西 310° ~ 330° 恰好吻合

对于二维三分量的资料，裂缝检测方法可采用角度旋转的能量比法、最小熵旋转法和正交基旋转法进行裂缝参数的估算。试验数据采用了 SL 油田 20631 线的二维三分量地震资料，测线方向为正北向。从地质和钻井资料得知，区内储层发育三组裂缝，它们分别是北东 60° ~ 70°，北西 310° ~ 330° 和东西 270° ~ 280°（图 8-12 右下梅花图）。图 8-13a 为叠加偏移的 *X*，*Y* 分量输入记录。

针对该区目的层泥岩沙三段储层，用正交基旋转方法检测到的裂缝方向与测线方向之间夹角约为 30° 左右（图 8-13b）；用这角度作快慢横波分离处理得到 PS_1 波和 PS_2 波的剖面，慢横波 PS_2 的振幅明显减弱，而 PS_1 波的能量和聚焦性都达到最佳（图 8-13c）；两个分量的时差值分布在 20 ~ 35ms 范围内（图 8-13d），初步估算裂缝密度为 2% ~ 3%。根据测线坐标，*X* 方向即为测线方向，*Y* 垂直测线方向，估算的角度在 30° 左右，将估算角度标在方位图上

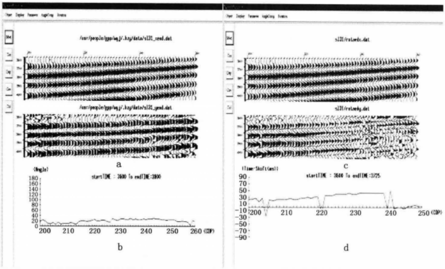


图 8-13　输入反演的数据（a）；反演估算的角度分布（b）；用反演角度作快慢横波分离处理得到的 PS_1 波、PS_2 波的剖面（c）；两分量的时差分布（d）

(图 8–12)，同时将已知的井资料裂缝发育图显示在图 8–12 的右下角。从正北方向按顺时针方向计算，估算裂缝方向正好为北西 330°，这个结果与已知该区裂缝发育北西 310° ~ 330° 方向恰好吻合（图 8–12 梅花图)，表明测线所穿过的沙三段裂缝发育，裂缝方位为北西 310° ~ 330°，裂缝密度 2% ~ 3%，该区泥岩裂缝是较好的储层。

第四节　流体识别技术

PS 波资料不仅在构造勘探中可以提供更多的细节上的信息，而且可以用丁流体识别。以 Grane 油田的多分量资料为例，图 8–14 上部是 PP 波剖面，在 PP 波剖面的左边出现一个明显的平点（红色箭头所示)，在 PP 波剖面的右边同样出现的一个平点（黄色箭头所示)。这两个平点如何解释只用 PP 波资料确实难以确定。增加了 PS 波资料（图 8–14 下部)，在 PS 波剖面的左边与 PP 波平点的相应的位置上，显示出“V”字型的构造特征，根据 2 口井之间的资料，可以确认这种“V”字型构造的存在。这是因为大量的砂岩通过断层面侵入到上覆泥岩所致。显然在 PP 波剖面上左边的这个平点不是因岩性变化而产生，一定是由于 P 波受流体的影响，使构造起伏的界面延迟下拉形成水平界面。因此，可以断定 PP 波剖面上这个平点是流体界面，从井资料得知这的确是一个油水界面；在 PS 波剖面的右边与 PP 波平点的相应的位置上，剖面显示出一组断层发育的构造特点，钻井资料表明这里存在一种滑塌体构造。PS 波剖面揭示出滑塌体内一组正断层发育的构造细节。因此，在 PP 波剖面右边的平点不可能是流体界面，而是由于薄层调谐作用，使 PP 波资料表现出平点特征。这个平点不是油水界面。因此，借助于 PS 波的资料，能够从 PP 波剖面上将流体界面分辨出来，而 PS 波能够提供更详细的构造几何形态、内部变形特点，显示出更好的储层构造的成像。

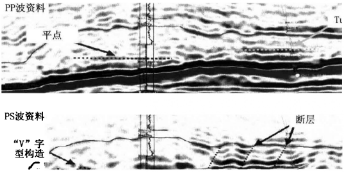


图 8–14　PP 波（上部）剖面出现两个平点特征，在 PS 波（下部）剖面上，一个表现为“V”字型构造，一个揭示出滑塌体内正断层更多的构造细节

另外一个案例是取自ZY油田，ZY油田马62井和马11井在沙四层底钻遇气层，日产天然气分别为$1\times10^4m^3$和$6\times10^4m^3$左右。DP03—247线穿过这两口产气井。由于P波在含气地层中传播时，速度受岩石骨架和所含流体影响，速度有所降低，反射能量减弱，导致成像不好。而S波在含气地层中的传播，速度受岩石骨架控制，几乎不受含气层的影响，因而PS波的反射能量基本保持不变，故在振幅比剖面上显示出低振幅比异常区。在过井位置上的沙四层（图8—15方框处），PP波和PS波的振幅比剖面上出现明显的低振幅比的异常，表现出地层含气的特点，从而表明此处为含气聚集带。

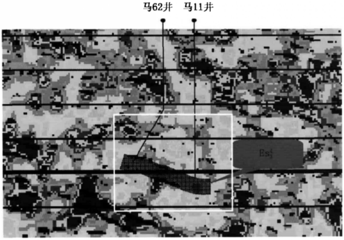


图8—15　低振幅比在Es_3^4层底的异常显示

参考文献

长春地质学院，武汉地质学院，成都地质学院合编 .1980. 地震勘探——原理和方法 . 北京：地质出版社，5 ~ 15

黄中玉，王于静，苏永昌 .2000. 一种新的地震波衰减分析方法 . 石油地球物理勘探，35（6）：768 ~ 773

黄中玉 .2001. 多分量地震勘探的机遇和挑战 . 石油物探，40（2）：131 ~ 137

李录明，罗省贤 .1997. 多波多分量地震勘探原理及数据处理方法 . 成都：成都科技大学出版社，3 ~ 16

李庆扬，王能超，易大义 .1982. 数值分析 . 武昌：华中理工大学出版社

李士伦，张正卿，冉新权 .2001. 注气提高石油采收率技术 . 成都：四川科学技术出版社，1 ~ 25

石玉梅，姚逢昌，曹宏 .2003. 多波多分量天然气勘探技术的进展 . 勘探地球物理进展，26（3）：172 ~ 177

扬文采，李幼铭等编著 .1993. 应用地震层析成像 . 北京：地质出版社，59 ~ 61

Aki K and Richards P G.1980.Quantitative seismolory. New York：Freeman and Co

Alford,R.M.1986.Shear data in the presence of azimuthal anisotropy, 56th Annual Internat.Mtg, SEG, Expanded Abstracts, 476 ~ 479

Crampin,S.1989.Suggestions for a consistent terminology for seismic anisotropy. Geophys.Prosp.37：753 ~ 770

Dilay A,Eastwood J.1995.Spectral analysis applied to seismic monitoring of thermal recovery. The Leading Edge,14（11）：1117 ~ 1122

Gabriela Dumitru, Richard Bale,2000.Minimum Entropy Rotation：a new shear-wave splitting technique for converted wave data. 70th Annual Internat Mtg,SEG,Expanded Abstracts,1229 ~ 1232

Guest S,van der Kolk,C,Potters H.1998.The effect of fracture filling fluids on shear-wave propagation. 68th Annual Internat Mtg., SEG., Expanded Abstracts,948 ~ 951

Henley D C.2003.Coherent noise attenuation in the radial trace domain. Geophysics,68（4）：1408 ~ 1416

Huiseyin Ozdemir.2001.Simultaneous multicomponent AVO inversion. 71st Annual Internat.Mtg,SEG,Expanded Abstracts,269 ~ 272

Jilek,P.2001.Modeling and inversion of converted-wave reflection coefficients in anisotropic media：A tool for quantitative AVO analysis. Ph.D.Thesis, CWP,

Colorado School of mines

Larsen J etc.1999.AVO analysis by simultaneous P-P and P-S weighted stacking applied to 3-C-3-D seismic data.69th Annual Internat.Mtg,SEG,Expanded Abstracts,721 ~ 724

Leon Thomsen.2002.Understanding seismic anisotropy in exploration and exploitation. Distingguished Instructor Short Course,5

Martin N W,Azavache A and Donati M S.1998.Indirect oil detection by using P-wave attenuation analysis in Eastern Venezuela Basin. 68th Annual Internat. Mtg,SEG,Expanded Abstracts,914 ~ 917

Max Deffenbaugh, Andrew Shatilo, Bill Schneider and Mei Zhang.2000. Resolution of converted waves in attenuation media.70th Annual Internat. Mtg.,SEG.,Expanded Abstracts,1178 ~ 1180

Mitchell J T,Derzhi N, Lichma E.1996.Energy absorption analysis: A case study.66th Annual Internat.Mtg,SEG,Expanded Abstracts,1785 ~ 1788

R Garotta and P Y Granger.2003.Some requirements for PS-mode acquisition, The Leadind Edge, (2): 106 ~ 112

Raymon L.Brown,Michael Wiggins and Anuj Gupta.2000.Fracture roughness: The key to relating seimic velocities,seismic attenuation and permeability to reservoir pressure and saturation. 70th Annual Internat Mtg.,SEG.,Expanded Abstracts,1675 ~ 1678

Shuey R T.1985. A simplification of the Zoeppritz Equations.Geophysics,50(4): 609 ~ 614

Tariq Alkhalifah.1997.Velocity analysis using nonhyperbolic moveout in transversely isotropic media. Geophysics,62 (6): 1839 ~ 1854

Theodoros Klimentos.1995.Attenuation of P-and S-waves as a method of distinguishing gas and condensate from oil and water.Geophysics, 60 (2): 447 ~ 458

Thomsen,L.1986.Weak elastic anisotropy.Geophysics,51 (10): 1954 ~ 1966

Thomsen,L.1999.Converted-wave reflection seismology over inhomogeneous, anisotropic media. Geophysics,64 (3): 678 ~ 690

Xiang Yang Li.2003.Converted-wave moveout analysis revisited: the search for a standard approach.73th Annual Internat Mtg, SEG, Expanded Abstracts,805 ~ 808